



**Ricardo Jorge Carreira Ferreira de Castelo Catalão**

Licenciado em Ciências da Engenharia Electrotécnica e de Computadores

## **Desenvolvimento de um Sistema de Detecção de *Quench* baseado em Campo Magnético**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
Engenharia Electrotécnica e de Computadores

Orientador: Prof. Doutor João Miguel Murta Pina FCT-UNL  
Co-orientador: Mestre Nuno Manuel Ortega Amaro FCT-UNL

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Tiago Oliveira Machado de Figueiredo Cardoso  
Arguente: Prof. Doutora Anabela Monteiro Gonçalves Pronto



FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

**Março de 2013**



## **Desenvolvimento de um Sistema de Detecção de *Quench* baseado em Campo Magnético**

Copyright © Ricardo Jorge Carreira Ferreira de Castelo Catalão, Faculdade de Ciências e Tecnologias, Universidade Nova de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.



*À Ana Inês*  
*Aos meus pais e avós*  
*Aos familiares e amigos...*



## Agradecimentos

Sendo esta a única parte do trabalho que nada tem a ver com ciência e tecnologia, vou aproveitar para me exprimir de uma forma mais pessoal e intimista, mostrando o que sinto em relação ao término desta fase tão importante da minha vida, e a todos os que me apoiaram durante esta jornada.

Tentando não deixar ninguém de fora, aqui vão os meus mais profundos agradecimentos, a quem directa ou indirectamente deu a sua contribuição para o desenvolvimento desta obra.

Em primeiro lugar uma palavra de apreço aos meus orientadores Professor João Murta Pina e Nuno Amaro pela sua simpatia e disponibilidade para ajudar em tudo o que foi necessário, mesmo quando o tempo que tinham não era muito, nunca deixaram de esclarecer as minhas dúvidas fossem elas convenientes ou inconvenientes.

Gostaria ainda de deixar uma palavra em particular ao meu orientador Professor João Murta Pina pelo que já referi e por todas as vezes em que parecia não haver solução para os meus problemas, e em que a sua experiência, imaginação e mestria, fazia com que o pouco que havia fosse sempre suficiente.

Voltando um pouco atrás no tempo é justo também agradecer a todos os outros professores que contribuíram para o meu crescimento pessoal e académico, em particular aos que me inspiraram a seguir a área da energia o Professor Mário Ventim Neves, o Professor João Martins e a Professora Anabela Pronto.

Ao Departamento de Engenharia Electrotécnica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, essencialmente pelas condições e ambiente criados.

Aos meus colegas e amigos, que tornaram estes anos universitários mais agradáveis e divertidos e que mesmo quando a vontade de trabalhar era pouca lá estavam para ajudar e animar.

Aos colegas do laboratório de supercondutividade pela camaradagem, entajuda e bom humor que sempre apresentaram ao longo de todo o processo de desenvolvimento da tese. Sem esquecer todos os outros, duas referências particulares, uma ao Nuno Vilhena pela paciência interminável e conhecimentos facultados nas diversas tarefas realizadas e ao Luís Casimiro que auxiliou sempre que necessário, disponibilizando os seus conhecimentos ao

nível da carpintaria e não só, estando presente desde o momento da escolha do tema (onde em conjunto com o PES2012 foi parte essencial) até ao momento da entrega da mesma.

Um agradecimento especial aos meus pais biológicos e aos que não o são, mas que sempre me trataram como tal, por acreditarem em mim, por investirem o que tinham e não tinham na minha educação, pelo apoio incondicional e por só quererem o melhor para mim.

Aos meus avós, que sempre que precisei estiveram lá para mim sem nunca pretender nada mais do que a minha felicidade.

Às minhas irmãs e aos meus irmãos que ganharam esse estatuto com o tempo, por me aturarem como eu sou e por tudo o que passamos juntos.

Aos meus familiares e amigos, com quem sei que posso contar.

E, por fim, mas nunca menos importante, bem pelo contrário, à Ana Inês, a minha companheira de ontem, hoje e amanhã, que esteve comigo tanto nos momentos de extrema felicidade como nos momentos mais difíceis da mesma forma, que me ajudou quando eu mais precisei, que é quem procuro para dividir o bom e o mau e de quem tenho alguma dificuldade em descrever por tanto significar para mim. Apesar disso tudo o que fica por dizer ela já sabe.

Termino assim com um grande e sincero, obrigado a todos.



## Resumo

A eficiência energética tem vindo a assumir importância vital na sociedade actual, sendo por isso essencial criar estratégias que visem melhorar o aproveitamento que é feito dos recursos energéticos existentes. A utilização dos materiais supercondutores de alta temperatura no âmbito da optimização do armazenamento de energia é uma das opções interessantes a ter em conta para um desenvolvimento sustentável e de longo prazo.

Assegurar a estabilidade térmica e eléctrica deste tipo de materiais é assim indispensável para maximizar a eficiência das aplicações que dependem da sua fiabilidade. Neste contexto os sistemas de detecção de *quench* assumem particular relevância. Este tipo de sistemas tem como principal objectivo evitar a perda da supercondutividade do material, através de uma rápida e eficaz detecção do fenómeno de *quench*.

Neste trabalho é apresentado um método de detecção de *quench* para fitas supercondutoras de Bi-2223, vulgarmente denominadas por fitas de primeira geração, baseado na leitura de campos de indução magnética.

Com esta dissertação pretende-se projectar e simular o sistema de detecção em causa recorrendo à ferramenta de elementos finitos Flux2D e implementar esse mesmo sistema, visando demonstrar a eficiência desta técnica para suprimir algumas das dificuldades inerentes a outros métodos de detecção, já amplamente estudados.

**Termos Chave:** Campo magnético, degradação térmica, fita supercondutora Bi-2223, pontos quentes localizados, redistribuição de correntes, sistema de detecção de *quench*.



# Abstract

Energy efficiency has been of vital importance in today's society, it is therefore highly imperative to establish strategies that improve the use of the existing energy resources. The use of high temperature superconductors in the context of energy storage optimization is one of the interesting options to consider for sustainable and long-term development.

Ensuring electrical and thermal stability of such materials is essential to maximize the efficiency of the applications which depend on their reliability. In this context the quench detection systems are particularly important. The main goal of these systems is to prevent the loss of material's superconductivity, through a fast and efficient detection of the quench phenomenon.

In this work is presented a method of quench detection for superconducting Bi-2223 tapes, commonly called by first generation tapes, based upon local magnetic sensing.

With this thesis is intended to design and simulate the detection system in question using the finite element tool Flux2D, and implement the same system in order to demonstrate the effectiveness of this technique to suppress some of the challenges of other widely studied methods.

**Keywords:** Magnetic Field, Thermal Degradation, superconductor Bi-2223 tape, localized hotspots, current redistribution, quench detection system.



# Índice de Matérias

<b>1. PROPÓSITO E ESTRUTURA DO TRABALHO .....</b>	<b>1</b>
1.1. Motivação.....	1
1.2. Objectivos.....	2
1.3. Organização da Dissertação .....	2
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>5</b>
2.1. Supercondutividade.....	5
2.1.1. Enquadramento Histórico.....	5
2.1.2. Propriedades Macroscópicas .....	8
2.1.2.1. Resistência Eléctrica Nula.....	8
2.1.2.2. Transição de Fase Supercondutora.....	9
2.1.2.3. Efeito de Meissner.....	11
2.1.3. Classificação de Supercondutores .....	12
2.1.3.1. Supercondutores do Tipo I .....	12
2.1.3.2. Supercondutores do Tipo II.....	12
2.1.4. Teorias de Base .....	15
2.1.4.1. Teoria dos Dois Fluidos .....	15
2.1.4.2. Teoria de London .....	15
2.1.4.3. Teoria BCS.....	16
2.1.4.4. Teoria de Ginzburg-Landau .....	17
2.2. Supercondutores de Alta Temperatura.....	18
2.2.1. Modelização .....	19
2.2.1.1. Modelo de Bean.....	19
2.2.1.2. Lei da Potência E-J.....	20
2.2.2. Tecnologia de Materiais .....	21
2.2.2.1. Supercondutores de Primeira Geração (1G).....	21
2.2.2.2. Supercondutores de Segunda Geração (2G).....	22

2.2.3.	Aplicações .....	22
<b>2.3.</b>	<b>O Fenómeno de “<i>Quench</i>” .....</b>	<b>24</b>
2.3.1.	Circuitos de Protecção .....	24
2.3.1.1.	Circuitos de Descarga Externa .....	25
2.3.1.2.	Circuitos de Descarga Interna .....	26
2.3.2.	Técnicas de Detecção .....	27
2.3.2.1.	Tensão .....	27
2.3.2.2.	Potência activa.....	28
2.3.2.3.	Temperatura.....	29
2.3.2.4.	Digitais .....	31
2.3.2.5.	Campo magnético.....	32
<b>2.4.</b>	<b>Síntese e Conclusões .....</b>	<b>33</b>
<b>3.</b>	<b>MODELO CONCEPTUAL E SIMULAÇÕES.....</b>	<b>35</b>
<b>3.1.</b>	<b>Configuração do Condutor .....</b>	<b>35</b>
<b>3.2.</b>	<b>Simulação do Sistema.....</b>	<b>37</b>
3.2.1.	Dimensionamento.....	37
3.2.2.	Resultados e Análise .....	38
<b>3.3.</b>	<b>Síntese e Conclusões .....</b>	<b>43</b>
<b>4.</b>	<b>IMPLEMENTAÇÃO DO PROTÓTIPO.....</b>	<b>45</b>
<b>4.1.</b>	<b>Sensores de Hall.....</b>	<b>45</b>
4.1.1.	Fonte de Corrente .....	46
4.1.2.	Circuito de Adaptação da Tensão de Hall .....	46
<b>4.2.</b>	<b>Aquisição de Dados.....</b>	<b>47</b>
<b>4.3.</b>	<b>Sistema de Detecção .....</b>	<b>48</b>
<b>4.4.</b>	<b>Resultados e Análise.....</b>	<b>49</b>
4.4.1.	Ensaio 1: Desequilíbrio de Correntes, Ausência de <i>Quench</i> .....	49

4.4.2.	Ensaio 2: Simulação de um <i>Quench</i> .....	53
4.4.3.	Simulações vs Dados Reais.....	55
4.5.	Síntese e Conclusões .....	57
5.	CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO .....	59
5.1.	Conclusões.....	59
5.2.	Trabalho Futuro .....	60
	REFERÊNCIAS.....	61
	ANEXOS .....	63
	Anexo 1 – <i>Datasheet</i> do sensor de Hall KSY 14.....	63
	Anexo 2 – <i>Datasheet</i> do amplificador operacional $\mu$ A741 .....	66
	Anexo 3 – <i>Datasheet</i> do amplificador de instrumentação INA-126 .....	76





# Índice de Ilustrações

Figura 2.1 Heike Kamerlingh Onnes, prêmio Nobel da Física 1913. (Fonte: <a href="http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html">http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html</a> . 29/01/2013) .....	5
Figura 2.2 Resistência em função da temperatura absoluta, no mercúrio. Resultados experimentais de Onnes. Adaptado de (Delft & Kes, 2010). .....	5
Figura 2.3 Resistência de metais a baixa temperatura, de acordo com as três principais teorias vigentes no virar do século 20. Adaptado de (Blundell, 2009). .....	6
Figura 2.4 Evolução da temperatura crítica dos materiais supercondutores. Fonte: Coalition for the Commercial Application of Superconductors (CCAS). .....	8
Figura 2.5 Resistividade vs temperatura em supercondutores e condutores convencionais. Adaptado de (Timm, 2012). .....	9
Figura 2.6 Superfície tridimensional T-J-H que define os limites de operação de um supercondutor. Adaptado de (Subramanyam, 1999). .....	10
Figura 2.7 Comportamento de um supercondutor na presença de um campo magnético, de acordo com o efeito de Meissner. ....	11
Figura 2.8 Curvas de magnetização de supercondutores: tipo I (tracejado preto) e tipo II (ponteadado azul). .....	13
Figura 2.9 Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num material SC do tipo II. Adaptado de (Yin, Zech, Williams, J, & Hoffman, 2009). .....	14
Figura 2.10 Curva de magnetização de um supercondutor do tipo II (ponteadado azul) e respectiva variação da magnetização M com o efeito de ancoramento de fluxo magnético (linha preta). ....	14
Figura 2.11 BCS (da esquerda para a direita, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer). (Fonte: <a href="http://cerncourier.com/cws/article/cern/32522">http://cerncourier.com/cws/article/cern/32522</a> ) .....	16
Figura 2.13 Representação das fases inerentes à formação dos pares de Cooper. ....	17
Figura 2.14 Influência do parâmetro $n$ na lei da potência E-J. ....	20
Figura 2.15 Formatos físicos de SAT em Bi-2223. À esquerda, tubo cerâmico utilizado em limitadores de corrente, produção da Can Superconductors. Ao centro, fita supercondutora DI-BSCCO desenvolvida pela Sumimoto Electric. À direita, cabo triaxial comercializado pela HTS Triax. ....	21

Figura 2.16 Constituição de uma fita supercondutora de segunda geração. Adaptado do catálogo disponibilizado pela empresa SuperPower Inc.....	22
Figura 2.17 Diagrama esquemático de um circuito de descarga externo. Adaptado de (Neumeyer, 1995).....	25
Figura 2.18 Circuito referente ao método de tradicional de detecção de <i>quench</i> .....	27
Figura 2.19 Circuito referente ao método de eliminação gaussiana.....	27
Figura 2.20 Circuito base de um método de detecção de potência activa parcial. ....	28
Figura 2.21 Diagrama esquemático do sistema aperfeiçoado. Adaptado de (Nanato, Yanagishita, & Nakamura, 2001) e (Wei, et al., 2010). ....	29
Figura 2.22 Amostra do condutor QUELL nas instalações SULTAN, localizadas no Paul Scherrer Institute em Villigen, Suíça. (Fonte: Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP).) .....	30
Figura 3.1 Representação de um corte transversal nas fitas supercondutoras.....	36
Figura 3.2 Representação do sistema de detecção de <i>quench</i> baseado em campo magnético. Note-se que a representação exibida não se encontra desenhada à escala.....	36
Figura 3.3 Modelo geométrico do sistema de detecção de <i>quench</i> .....	37
Figura 3.4 Representação da rede do domínio computacional definida.....	38
Figura 3.5 <i>Mesh</i> gerada no espaçamento entre fitas supercondutoras.....	38
Figura 3.6 Disposição das linhas equipotenciais (em Weber) e densidades (em Tesla) de fluxo magnético. ....	39
Figura 3.7 ( <i>Zoom</i> ) Densidade de fluxo magnético num espaçamento entre fitas de 2 mm, para a situação de equilíbrio $I_1=I_2$ . ....	39
Figura 3.8 Densidade de fluxo magnético ao longo do modelo e respectiva escala de cor.....	39
Figura 3.9 Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 2mm <i>versus</i> correntes parametrizadas. As correntes associadas a cada uma das curvas podem ser consultadas na Tabela 3.2.....	40

Figura 3.10 Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 3mm <i>versus</i> correntes parametrizadas.....	41
Figura 3.11 Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 4mm <i>versus</i> correntes parametrizadas.....	42
Figura 4.1 Diagrama de blocos relativo ao funcionamento do sensor de Hall KSY14. ....	45
Figura 4.2 Diagrama esquemático da fonte de corrente para a sonda de Hall.....	46
Figura 4.3 Circuito de adaptação da tensão de Hall às especificações da placa de aquisição de dados.....	47
Figura 4.4 Placa de aquisição de dados NI-6009 da National Instruments. ....	48
Figura 4.5 Preparação das fitas supercondutoras para os ensaios experimentais. ....	48
Figura 4.6 Instalação das fitas supercondutoras e respectivo equipamento de leitura numa base de protecção apropriada. De notar ao centro da imagem as placas de circuito electrónico onde são soldados os sensores de Hall KSY14. ....	49
Figura 4.7 Montagem experimental para análise da variação campo magnético, numa situação de desequilíbrio de correntes, sem pontos quentes. ....	50
Figura 4.8 Densidade de fluxo magnético vs desequilíbrio de correntes lidas nos diversos sensores de Hall. ....	52
Figura 4.9 Montagem experimental para análise da variação campo magnético face a um fenómeno de <i>quench</i> . ....	53
Figura 4.10 Sistema de detecção de <i>quench</i> com equipamentos de leitura e aquecimento. De notar do lado esquerdo da imagem o posicionamento do <i>heater</i> fixo ao sistema por fita isoladora. ....	54
Figura 4.11 Comparação entre os resultados experimentais e os obtidos via simulação recorrendo à ferramenta Flux2D. De notar que cada gráfico apresenta a densidade de fluxo magnético vs desequilíbrio de correntes num dado ponto de leitura. ....	56



## Índice de Tabelas

Tabela 2.1 Temperaturas críticas de alguns supercondutores. ....	13
Tabela 2.2 Supercondutores de alta temperatura mais comuns. ....	19
Tabela 2.3 Aplicações comerciais da supercondutividade e respectivas áreas de difusão. ....	23
Tabela 2.4 Estratégias de descarga externa de energia. ....	26
Tabela 3.1 Características da fita supercondutora INNOST-HTS 040201 Bi-2223. ....	35
Tabela 3.2 Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente. ....	40
Tabela 3.3 Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente. ....	41
Tabela 3.4 Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente. ....	42
Tabela 4.1 Densidades de fluxo magnético lidas pelos diversos sensores de campo, para as diferentes correntes de alimentação. ....	51
Tabela 4.2 Leitura da densidade de fluxo magnético numa situação potencial de <i>quench</i> . ....	55



## Simbologia

$a$	Espessura	m
$\mathbf{B}$	Densidade de fluxo magnético ou campo de indução magnética (Vector)	T
$B_C$	Densidade de fluxo magnético crítico	T
$B_{C1}$	Densidade de fluxo magnético crítico (limite inferior)	T
$B_{C2}$	Densidade de fluxo magnético crítico (limite superior)	T
$C$	Capacidade de um condensador	F
$C_n$	Capacidade térmica do material no estado normal	J.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$C_s$	Capacidade térmica do material no estado supercondutor	J.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$e$	Carga do electrão ( $1,60217565 \times 10^{-19}$ )	C
$E$	Campo eléctrico	V.m <sup>-1</sup>
$\mathbf{E}$	Campo eléctrico (Vector)	V.m <sup>-1</sup>
$E_C$	Campo eléctrico crítico	V.m <sup>-1</sup>
$f$	Frequência	Hz
$\mathbf{F}$	Força (Vector)	N
$h$	Constante de Planck ( $6,62606957 \times 10^{-34}$ )	J.s
$\hbar$	Constante de Planck reduzida ( $1,05457173 \times 10^{-34}$ )	J.s
$H$	Campo Magnético	A.m <sup>-1</sup>
$\mathbf{H}$	Campo magnético (Vector)	A.m <sup>-1</sup>
$H_C$	Campo magnético crítico	A.m <sup>-1</sup>
$H_{C1}$	Campo magnético crítico (limite inferior)	A.m <sup>-1</sup>
$H_{C2}$	Campo magnético crítico (limite superior)	A.m <sup>-1</sup>
$I$	Corrente eléctrica	A
$I_C$	Corrente crítica	A
$J$	Densidade de corrente	A.m <sup>-2</sup>
$\mathbf{J}$	Densidade de corrente (Vector)	A.m <sup>-2</sup>
$J_C$	Densidade de corrente crítica	A.m <sup>-2</sup>
$\mathbf{J}_e$	Densidade de corrente de electrões (Vector)	A.m <sup>-2</sup>
$J_{op}$	Densidade de corrente de operação	A.m <sup>-2</sup>
$J_r$	Densidade de corrente de recuperação	A.m <sup>-2</sup>
$\mathbf{J}_s$	Densidade de corrente de electrões supercondutores (Vector)	A.m <sup>-2</sup>
$k$	Condutividade térmica	W.m
$L$	Indutância do magneto	H
$m_e$	Massa do electrão ( $9,10938291 \times 10^{-31}$ )	Kg
$M_i$	Coeficiente de indutância mútua	H

$\mathbf{M}$	Magnetização (Vector)	$\text{A.m}^{-1}$
$n_F$	Número de fluxóides	-
$n$	Número de portadores de carga	-
$Q$	Carga eléctrica	C
$r$	Raio de um fio supercondutor	m
$R$	Resistência eléctrica	$\Omega$
$R_d$	Resistência de descarga ou dump	$\Omega$
$R_H$	Coefficiente de Hall	$\text{m}^3.\text{C}^{-1}$
$T$	Temperatura	K
$T_C$	Temperatura crítica	K
$T_{op}$	Temperatura de operação	K
$U_H$	Tensão de Hall	V
$\alpha$	Constante fenomenológica presente nas equações de Guinzburg-Landau	-
$\Lambda$	Constante positiva proveniente das equações de London	$\text{Kg}.\text{C}^{-2}$
$\kappa$	Parâmetro de Ginzburg-Landau	-
$\lambda_L$	Profundidade de penetração de London	$\text{\AA}$
$\mu_0$	Permeabilidade magnética no vazio ( $4\pi \times 10^{-7}$ )	$\text{H.m}^{-1}$
$\xi$	Comprimento de coerência	$\text{\AA}$
$\rho$	Resistividade eléctrica	$\Omega.\text{m}$
$\sigma$	Condutividade eléctrica	$\text{S.m}^{-1}$
$\phi_0$	Quantum de fluxo ( $2,068 \times 10^{-15}$ )	Wb
$\omega$	Frequência angular	$\text{rad.s}^{-1}$



## Notações

1G	Primeira geração (referência às fitas supercondutoras)
2G	Segunda geração (referência às fitas supercondutoras)
AC	<i>Alternating current</i>
ADC	<i>Analog-to-digital converter</i>
Bi-2223	Supercondutor de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{12}$
BSCCO	Designação genérica de um supercondutor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{6+2n}$
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer
CMRR	<i>Common mode rejection ratio</i>
CS	<i>Closing switch</i>
DC	<i>Direct current</i>
DQD	<i>Digital quench detection</i>
FPB	Filtro passa-baixo
GL	Ginzburg-Landau
HTS	<i>High temperature superconductor</i>
IBM	<i>International Business Machines</i> (referência à empresa Norte-Americana)
ITER	<i>International Thermonuclear Experimental Reactor</i>
LTS	<i>Low temperature superconductor</i>
OS	<i>Opening switch</i>
PS	<i>Power supply</i>
QUELL	<i>Quench Propagation Experiment on Long Length</i>
RTD	<i>Resistance Temperature Detectors</i>
SAT	Supercondutor de alta temperatura
SBT	Supercondutor de baixa temperatura
SC	Supercondutor (es)
SMES	<i>Superconducting magnetic energy storage</i>
VMTF	<i>Vertical magnet test facility</i>
YBCO	Designação genérica de um supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$
Y-123	YBCO na sua fase supercondutora



# 1. Propósito e Estrutura do Trabalho

A detecção de *quench*<sup>1</sup> em supercondutores é um ponto fulcral no âmbito da protecção deste tipo de materiais face a falhas estruturais, eléctricas e térmicas. Na presente dissertação é aprofundado o tema referido, através do estudo dos mecanismos inerentes à detecção deste fenómeno, recorrendo a uma técnica de detecção baseada na leitura de campos magnéticos localizados.

## 1.1. Motivação

A sustentabilidade energética é um tema premente na sociedade actual, ganhando por isso extrema importância a optimização dos sistemas de produção, transporte e consumo de energia. A exploração dos combustíveis fósseis continua a ser nos dias de hoje a principal fonte de obtenção de energia para satisfazer as necessidades do Homem. O principal problema desta tendência global é que as reservas são limitadas e estão a diminuir a um ritmo acelerado. De acordo com a Energias de Portugal (EDP)<sup>2</sup> até 2050, a procura de energia a nível mundial deve duplicar ou triplicar, à medida que a população aumenta e os países desenvolvidos vão expandindo a sua actividade. Nesse contexto é indispensável que a longo prazo se sigam novas linhas de orientação. A optimização do armazenamento de energia e consequente utilização de materiais supercondutores para esse fim, pode constituir uma opção válida para um melhor aproveitamento dos recursos energéticos existentes.

Um problema associado aos supercondutores é a sua susceptibilidade às variações de temperatura, o que pode desencadear uma perda de supercondutividade do material, geralmente denominada por *quench*, que resulta na libertação da energia armazenada em espaços de tempo muito reduzidos. Para que esta dificuldade seja ultrapassada, é essencial uma detecção rápida e eficaz que evite a propagação do fenómeno em causa, prevenindo consequências no funcionamento do sistema bem como na própria integridade do material.

A detecção das regiões de origem do *quench* tem diversas condicionantes (Schultz, 1999), sendo que é particularmente difícil em ambientes electromagneticamente ruidosos, exemplo dos sistemas *multicoil*<sup>3</sup>.

Assim sendo a importância da protecção de magnetos supercondutores aliada à difícil detecção atempada do *quench* constitui a base motivacional do trabalho desenvolvido. A implementação do projecto e todas as suas condicionantes, não estando apenas restringido ao estudo teórico da temática em causa, foi uma das principais motivações deste trabalho.

---

<sup>1</sup> Fenómeno que traduz a passagem abrupta e incontrolada do estado supercondutor ao estado normal (resistivo).

<sup>2</sup> Fonte: <http://www.eco.edp.pt/pt/particulares/conhecer/o-que-e-a-eficiencia-energetica/no-mundo>. [28/01/2013]

<sup>3</sup> Multibobinas, na terminologia portuguesa.

## 1.2. Objectivos

A presente dissertação tem como intuito principal analisar uma solução prática e eficaz de detecção de *quench* baseada em fita supercondutora Bi-2223, usualmente conhecida por fita de primeira geração (1G). No desenvolvimento desta solução seguiram-se alguns dos princípios inerentes ao método de detecção de *quench* para fitas supercondutoras 2G apresentado em (Marchevsky, Xie, & Selvamanickam, 2010). Ao longo do processo foram atingidas as seguintes metas estipuladas previamente:

1. Estudo teórico do fenómeno de *quench* no âmbito da supercondutividade;
2. Concepção de um sistema de detecção de *quench* e aferência da sua viabilidade;
3. Projecto e simulação do sistema a implementar;
4. Implementação do protótipo e respectivo ensaio;
5. Avaliação final do trabalho desenvolvido.

## 1.3. Organização da Dissertação

A estrutura do trabalho é composta por cinco capítulos enumerados e sumarizados de seguida:

No presente capítulo são expostos os aspectos motivacionais que orientaram a dissertação concebida. Nesta secção é ainda apresentada a estrutura de todo o trabalho desenvolvido.

No capítulo 2 ou “Revisão Bibliográfica” são abordados os pontos teóricos essenciais ao desenvolvimento do trabalho sendo aprofundada a temática da supercondutividade, não esquecendo o tema central desta dissertação, o fenómeno de *quench* e sua detecção.

Numa perspectiva mais específica, o capítulo está dividido em três secções principais:

- 2.1. “Supercondutividade” – Além de um prévio enquadramento histórico, são enunciadas algumas das propriedades e teorias de base da supercondutividade, abordando ainda outros temas importantes como a classificação de supercondutores;
- 2.2. “Supercondutores de Alta Temperatura” – Nesta secção é aprofundado um tipo específico de supercondutores, os HTS<sup>4</sup>. Este tipo de supercondutores do tipo II tem diversos modelos, formatos e aplicações, informação abordada ao longo deste subcapítulo;
- 2.3. “O Fenómeno de *Quench*” – Ponto fulcral da dissertação, descreve o fenómeno em causa, a sua detecção, propagação bem como outros factores essenciais para a protecção de magnetos supercondutores.

---

<sup>4</sup> Acrónimo de *High Temperature Superconductor*, em português Supercondutor de Alta Temperatura.

O capítulo 3, denominado por “Modelo Conceptual e Simulações” é a secção onde é apresentado o sistema concebido, o seu princípio de funcionamento, bem como os resultados obtidos recorrendo à ferramenta de simulações Flux2D e respectiva análise.

O capítulo 4 ou “Implementação do Protótipo”, tal como a sua designação indicia, é o capítulo onde são referidos os aspectos práticos da implementação do sistema de detecção propriamente dito, abordando o procedimento experimental seguido e os materiais utilizados. É também no quarto capítulo que são apresentados e analisados os resultados obtidos experimentalmente.

No último capítulo são feitas as considerações finais do trabalho e indicadas algumas sugestões que possam futuramente servir de extensão à tese desenvolvida.



## 2. Revisão Bibliográfica

Ao longo deste capítulo são abordados os principais conteúdos contemplados nesta dissertação. São assim apresentados temas como a supercondutividade, focando mais pormenorizadamente os supercondutores de alta temperatura e o fenómeno de *quench*.

### 2.1. Supercondutividade

Nesta secção é feito um levantamento bibliográfico dos temas mais importantes da supercondutividade, descrevendo a sua evolução histórica, as teorias e autores que as desenvolveram, bem como as propriedades de maior relevo dos materiais supercondutores.

#### 2.1.1. Enquadramento Histórico

Em 1911 o físico holandês Heike Kamerlingh Onnes (Figura 2.1) numa das suas investigações deparou-se com um fenómeno que denominou por supercondutividade. A experiência consistia na obtenção de resistências eléctricas de metais a temperaturas muito baixas. Para tal, arrefeceu mercúrio até cerca de 4,2 K (equivalente a  $-269\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) e verificou que a resistência tendia a desaparecer de uma forma abrupta (ver Figura 2.2), à medida que a temperatura se aproximava do zero absoluto (0 K), expressão comumente usada para o denominar “*The gentleman of absolute zero*”<sup>5</sup>. Algo que foi uma surpresa para a época, pois os resultados expectáveis seriam distintos (Figura 2.3), tendo em conta as teorias formuladas até então. Este novo estado de matéria foi então o ponto de partida para novas descobertas de materiais supercondutores, que para além do mercúrio também apresentariam tais propriedades, desde que fossem suficientemente arrefecidos.



Figura 2.1 Heike Kamerlingh Onnes, prémio Nobel da Física 1913. (Fonte: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html). 29/01/2013)

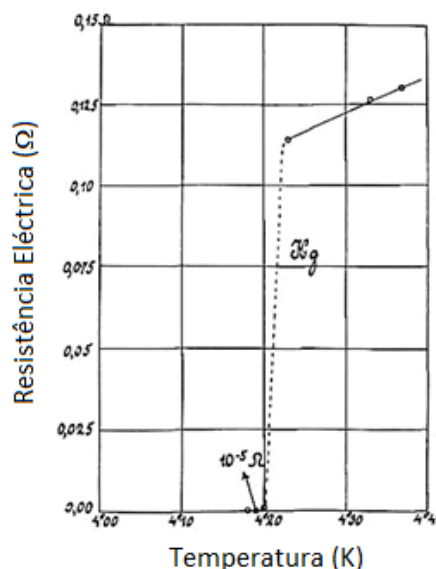
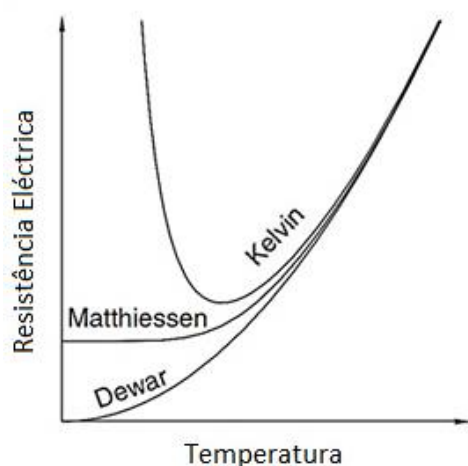


Figura 2.2 Resistência em função da temperatura absoluta, no mercúrio. Resultados experimentais de Onnes. Adaptado de (Delft & Kes, 2010).

<sup>5</sup> Informação recolhida em <http://www.nndb.com/people/521/000099224/html>. [29/01/2013]



**Figura 2.3 Resistência de metais a baixa temperatura, de acordo com as três principais teorias vigentes no virar do século 20. Adaptado de (Blundell, 2009).**

A supercondutividade permaneceu então como um assunto em aberto, visto ninguém a conseguir explicar. A sua sensibilidade aos campos magnéticos, que a destruíam, era outro factor relevante e que parecia garantir a sua inabilidade para transportar grandes correntes eléctricas que produzem esse tipo de campos.

Em 1933 Walther Meissner e Robert Ochsenfeld descobriram que à medida que certos condutores eram arrefecidos repeliam campos magnéticos. Nos supercondutores geram-se correntes superficiais que cancelam o campo magnético no seu interior. Este efeito, conhecido como efeito de Meissner é tão forte que faz com que os magnetos levitem efectivamente sob influência de um material supercondutor, comprovando assim o comportamento diamagnético perfeito.

Os anos seguintes também foram férteis em trabalhos na área da supercondutividade, em 1934 os físicos Hendrik Casimir e Cornelis Gorter formularam a teoria dos dois fluidos, que explicava o fenómeno da supercondutividade com base na mudança de estado entre os fluidos, um supercondutor e outro normal. Na realidade os fluidos constituem uma analogia a electrões como será devidamente explicado na secção 2.1.4.1. Também em 1935 os irmãos Fritz Wolfgang e Heinz London com base na teoria de dois fluidos formularam um conjunto de equações, comumente conhecidas por equações de London, a partir das quais é possível descrever o efeito de Meissner.

Em 1950 Vitaly Ginzburg e Lev Landau propuseram uma nova teoria para descrever o fenómeno da supercondutividade, baseada na teoria dos irmãos London e na mecânica quântica. Esta teoria só mais tarde era devidamente reconhecida, graças à boa descrição que fizera dos supercondutores do tipo II. Os seus dois autores foram galardoados com o prémio Nobel da Física, em 2003 e 1962, respectivamente.



Em 1957, Alexei Abrikosov com base na teoria Ginzburg-Landau, comprova teoricamente a existência de vórtices nos supercondutores, fenómeno já vislumbrado pelo seu compatriota Lev Shubnikov. No seu estudo é ainda previsto teoricamente a existência de um novo tipo de supercondutores, denominados por supercondutores do tipo II, em contraponto com os supercondutores já conhecidos até à data, agrupados no tipo I. Foi ainda possível confirmar a existência de um estado misto, em que no mesmo material coincidem a fase normal e supercondutora. Este estado permitiu assim diferenciar as duas classes de supercondutores (tipo I e tipo II). Abrikosov foi, à semelhança de Ginzburg, mais tarde reconhecido com o prémio Nobel da Física, em 2003.

Nesse mesmo ano, 1957, é proposta por John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer a teoria BCS<sup>6</sup>, teoria mais abrangente no que se refere à explicação dos fenómenos da supercondutividade conhecidos até então. Esta teoria apresenta os pares de Cooper ou superelectrões, que funcionam como portadores de carga nos materiais supercondutores. Também os três americanos foram distinguidos com o prémio Nobel da Física em 1972.

Em 1962, Brian Josephson apresenta o seu estudo teórico em que prevê a passagem de corrente entre dois materiais supercondutores, mesmo que estes se encontrem separados por material não-supercondutor ou isolante eléctrico<sup>7</sup>. O fenómeno conhecido por efeito de Josephson valeu ao seu autor o prémio Nobel da Física, em 1973.

Seguiram-se posteriormente uns anos em que o interesse arrefeceu, até que em 1986 Georg Bednorz e Alex Müller, investigadores da IBM Switzerland, criaram um composto cerâmico que atingiu o estado supercondutor à temperatura mais alta até a data, 30 K. Na sequência do desenvolvimento deste material os cientistas suíços foram distinguidos com o prémio Nobel da Física em 1987. Posteriormente a sua descoberta foi ainda mais valorizada, uma vez que algumas porções do material estavam preparadas para conduzir a 58 K, graças a uma pequena quantidade de chumbo ter sido adicionado como padrão de calibração (Bednorz & Müller, 1986).

A partir da descoberta de Bednorz e Müller, o investimento na descoberta de novos materiais supercondutores de alta temperatura cresceu imensuravelmente (ver Figura 2.4), gerando um maior interesse comercial, essencialmente devido ao aumento da temperatura crítica deste tipo de materiais, aumento esse que resulta numa diminuição drástica no custo da criogenia.

---

<sup>6</sup> Acrónimo de Bardeen Cooper Schrieffer, apelidos dos autores que dão nome à teoria em questão.

<sup>7</sup> Fonte: <http://superconductors.org/history.htm>. [06/02/2013]

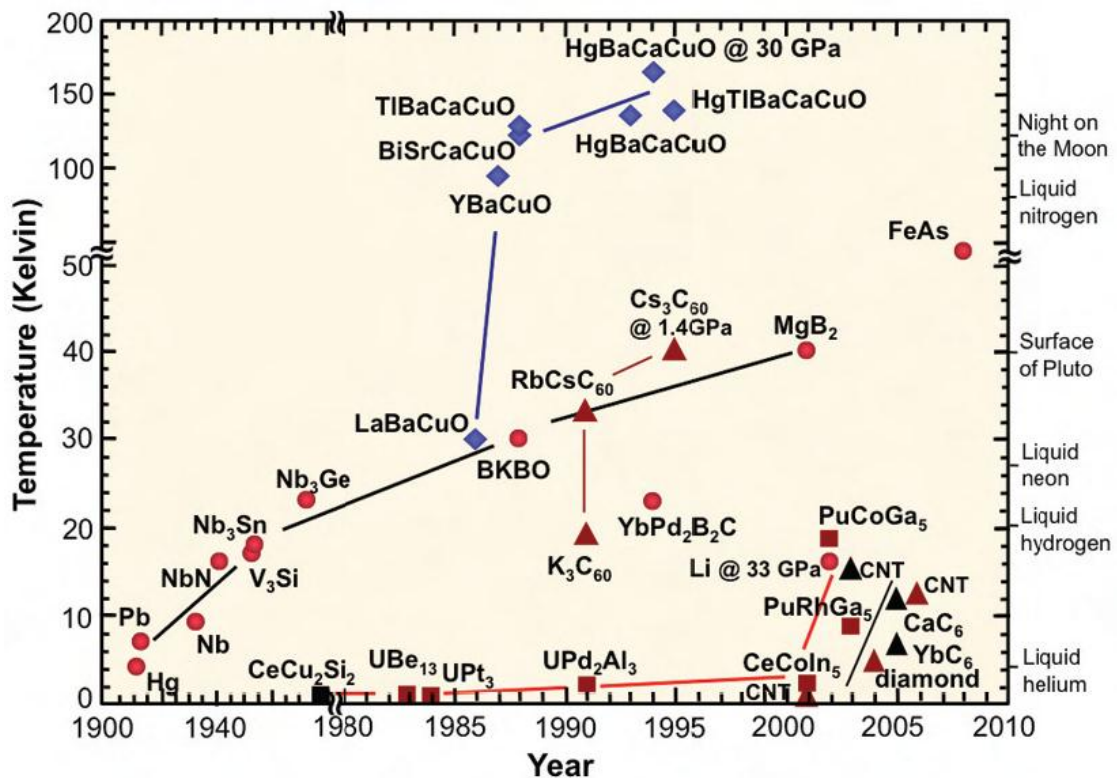


Figura 2.4 Evolução da temperatura crítica dos materiais supercondutores.

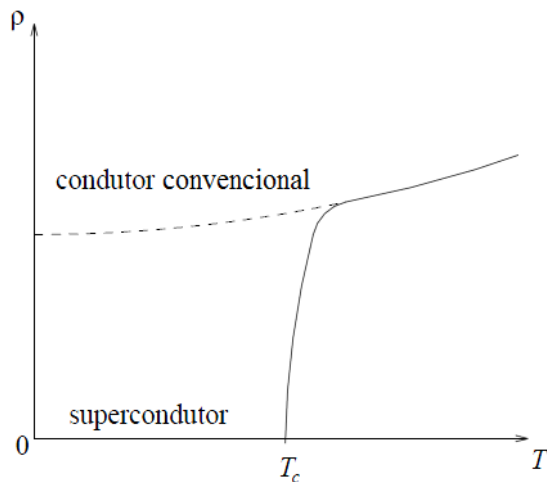
Fonte: Coalition for the Comercial Application of Superconductors (CCAS).

## 2.1.2. Propriedades Macroscópicas

A maior parte das propriedades físicas dos supercondutores variam de material para material, exemplos disso são a capacidade térmica e a temperatura crítica a partir das quais o material perde a sua supercondutividade. Por outro lado, existe uma gama de propriedades que são independentes do material, propriedades universais que são independentes dos detalhes microscópicos.

### 2.1.2.1. Resistência Eléctrica Nula

Num material supercondutor, abaixo de uma dada temperatura crítica, como é possível verificar na Figura 2.5, ocorre uma queda abrupta da resistência eléctrica do material para zero. Este fenómeno é de difícil compreensão, tendo em conta que era expectável existir uma resistência originada pelas falhas e vibrações dos átomos quando o fluxo de electrões atravessa o material, facto que nos supercondutores não evita a anulação da resistividade. Ainda assim, isto só é válido para correntes DC, já para correntes AC o material apresenta campo eléctrico e consequentemente uma resistividade não nula, apesar de serem valores residuais quando comparados com os valores presentes em condutores convencionais.



**Figura 2.5 Resistividade vs temperatura em supercondutores e condutores convencionais. Adaptado de (Timm, 2012).**

Numa perspectiva experimental, é possível confirmar a resistividade nula de um material supercondutor, não pela sua medição directa, mas através da medição da densidade de fluxo magnético causada por correntes persistentes em anéis supercondutores, correntes essas que não sofrem qualquer decréscimo desde que o estado supercondutor se mantenha (Orlando & Delin, 1990).

Num condutor convencional a corrente pode ser descrita como um fluido de electrões que se move através de uma rede cristalina. Os electrões estão assim constantemente a colidir com os iões da rede, e durante cada colisão parte da energia transportada pela corrente é absorvida pela estrutura e dissipada sob a forma de calor.

Num supercondutor a situação é distinta. A condução neste tipo de materiais é feita por intermédio de electrões supercondutores que formam os pares de Cooper. Estes são responsáveis pela resistividade nula do material, bem como a associada ausência de perdas. Este fenómeno é desenvolvido posteriormente na secção 2.1.4.3, onde a teoria BCS é aprofundada.

Do ponto de vista da aplicação industrial, a resistividade nula é a característica mais relevante deste tipo de materiais. Este fenómeno é aproveitado nos cabos supercondutores, que na ausência de resistividade suportam altas densidades de corrente. Aproveitando esse recurso, são ainda fabricados magnetos supercondutores que geram campos magnéticos intensos, como são exemplos os utilizados nos aparelhos de ressonância magnética, a aplicação comercial de supercondutividade mais divulgada (Pina, 2010).

#### **2.1.2.2. Transição de Fase Supercondutora**

A temperatura crítica é a temperatura abaixo da qual, um supercondutor não possui resistividade DC, exibindo um comportamento diamagnético. A relação entre os valores críticos de temperatura e campo magnético de um supercondutor é assim dado pela expressão seguinte (Tinkham, 1996)

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

onde  $H_c(0)$  representa o campo crítico extrapolado para a temperatura de 0 K. O campo magnético crítico  $H_c$  é o valor limite, abaixo do qual, um supercondutor exibe um comportamento diamagnético, e acima do qual a supercondutividade é destruída.

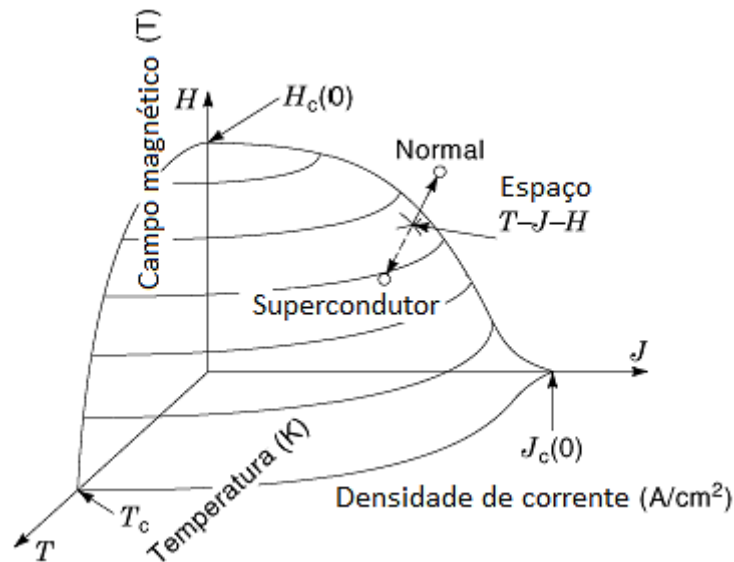
Com base na lei de Ampère,  $H = \frac{I}{2\pi r}$ , vem que a corrente crítica de um fio supercondutor,  $I_c$ , é dada por

$$I_c = 2\pi r H_c \quad (2.2)$$

em que  $r$  é o raio do fio. Sabendo que a corrente flui numa camada superficial do material, de espessura  $a$ , e que a área é aproximadamente igual ao produto do perímetro do fio pela espessura referida. A corrente máxima por área de secção transversal do fio que um supercondutor pode suportar antes de passar ao estado normal, designada por densidade de corrente crítica  $J_c$ , é dada por

$$J_c = \frac{I_c}{2\pi r a} \quad (2.3)$$

Como ilustrado na Figura 2.6, os três parâmetros previamente apresentados  $T_c$ ,  $H_c$ , e  $J_c$  marcam os limites do espaço de fases, e consequentemente da supercondutividade.



**Figura 2.6 Superfície tridimensional T-J-H que define os limites de operação de um supercondutor. Adaptado de (Subramanyam, 1999).**

### 2.1.2.3. Efeito de Meissner

Esta importante propriedade dos materiais supercondutores consiste na expulsão do campo magnético do seu interior. As correntes criadas à superfície do material compensam o valor exacto do campo magnético aplicado ao supercondutor, tornando-se nula a indução magnética no seu interior (ver Figura 2.7), excepto numa camada superficial onde as correntes circulam. Assim, graças a estas correntes de blindagem, o supercondutor repele o fluxo magnético do seu interior (Tinkham, 1996), adoptando um comportamento diamagnético perfeito.

Tendo em conta a inexistência de resistência eléctrica no seu interior, estas correntes podem persistir eternamente sem consumo de energia.

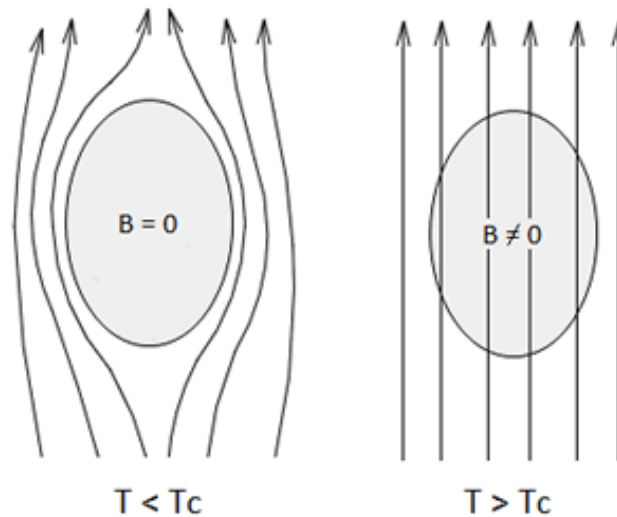
Com base na expressão 2.4 é possível verificar teoricamente a propriedade magnética evidenciada.

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.4)$$

Assumindo  $\mathbf{B} = 0$ , ou por outras palavras a expulsão do fluxo magnético do interior do supercondutor, vem que a magnetização se relaciona com o campo aplicado da seguinte forma:

$$\mathbf{M} = -\mathbf{H} \quad (2.5)$$

Facto que comprova a inexistência de fluxo magnético no interior de um material que exhibe um comportamento diamagnético perfeito.



**Figura 2.7** Comportamento de um supercondutor na presença de um campo magnético, de acordo com o efeito de Meissner.

### **2.1.3. Classificação de Supercondutores**

Os primeiros metais puros que exibiram resistividade nula a temperaturas baixas, possuindo a propriedade de exclusão de campos magnéticos do seu interior (ver Efeito de Meissner), foram designados por supercondutores do tipo I ou macios.

A partir de 1930 diversas ligas metálicas exibiram sinais de supercondutividade, exemplo da liga chumbo-bismuto, sendo denominadas por supercondutores do tipo II ou duros.

Posteriormente, seriam ainda descobertos supercondutores do tipo II com características um pouco distintas dos restantes materiais do grupo, os supercondutores de alta temperatura ou SAT, aprofundados mais à frente (ver 2.2).

#### **2.1.3.1. Supercondutores do Tipo I**

São essencialmente metais e metalóides que mostraram alguma condutividade à temperatura ambiente. Para além disso distinguem-se dos supercondutores do tipo II por transitarem de estado de uma forma abrupta como é ilustrado na Figura 2.8 e por exibirem um diamagnetismo perfeito, não permitindo penetração de fluxo no seu interior. A supercondutividade manifesta-se abaixo dos valores críticos tanto de temperatura (ver Tabela 2.1) como de campo magnético. A teoria BCS faz uma boa descrição deste tipo de supercondutores (ver 2.1.4.3).

#### **2.1.3.2. Supercondutores do Tipo II**

Materiais também designados por supercondutores duros, são essencialmente formados por ligas metálicas e exibem um comportamento diferente do observado na categoria tipo I, particularmente perante a existência de campos magnéticos (ver Figura 2.8). Até ao valor do primeiro campo crítico  $H_{C1}$ , apresentam diamagnetismo perfeito. No entanto, após suplantarem esse valor mantêm a sua supercondutividade até um segundo campo crítico  $H_{C2}$ , valor a partir do qual a supercondutividade é destruída e o supercondutor regressa ao estado normal. Entre os campos críticos  $H_{C1}$  e  $H_{C2}$  o supercondutor encontra-se num estado designado por estado misto, onde coexistem o estado normal e supercondutor, existindo penetração de fluxo no interior do material. A penetração em causa, não é realizada de forma contínua, mas em quantidades elementares de fluxo, os fluxoides, que serão introduzidos no decorrer desta secção.

Comparativamente, os valores deste segundo campo crítico são, em regra, bastante mais elevados que o observado nos supercondutores do tipo I, demonstrando assim a sua maior apetência para aplicações industriais que requeiram campos magnéticos mais intensos.

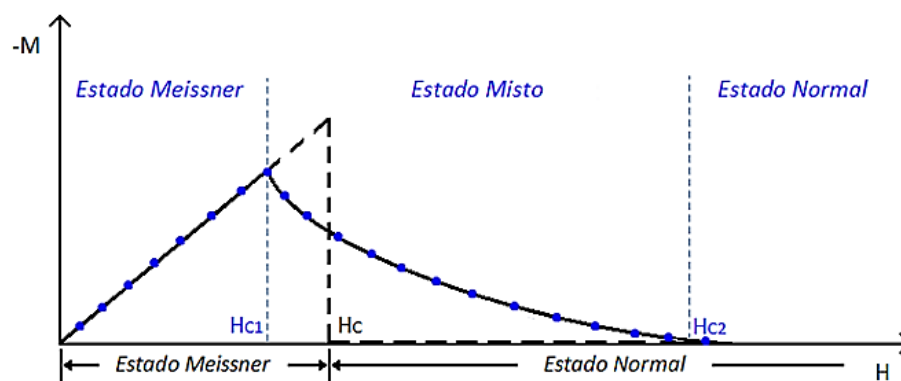


Figura 2.8 Curvas de magnetização de supercondutores: tipo I (tracejado preto) e tipo II (pontilhado azul).

Tabela 2.1 Temperaturas críticas de alguns supercondutores.

Supercondutores do tipo I		Supercondutores do tipo II	
Material	$T_c$ (K)	Material	$T_c$ (K)
Pb	7,20	TlBa <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>9+</sub>	123
Hg	4,15	Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> CaCu <sub>2</sub> O <sub>9</sub>	110
Sn	3,72	SnBa <sub>4</sub> Y <sub>2</sub> Cu <sub>5</sub> O <sub>x</sub>	107
Tl	2,38	YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>	92
Al	1,18	<sup>(8)</sup> MgB <sub>2</sub>	39
Zn	0,85	<sup>(9)</sup> Nb <sub>0,6</sub> Ti <sub>0,4</sub>	9.8

Tendo em conta o comportamento dos supercondutores do tipo II perante campos magnéticos, é importante explicar o mecanismo de penetração de fluxo magnético no interior destes materiais (ver Figura 2.9). Quando um supercondutor do tipo II se encontra no estado misto, o fluxo surge distribuído por unidades quânticas denominadas por vórtices magnéticos, linhas de fluxo ou fluxoides.

O valor de um quantum de fluxo é assim determinado da seguinte forma (Tinkham, 1996):

$$\Phi_0 = \frac{h}{2|e|} \quad (2.6)$$

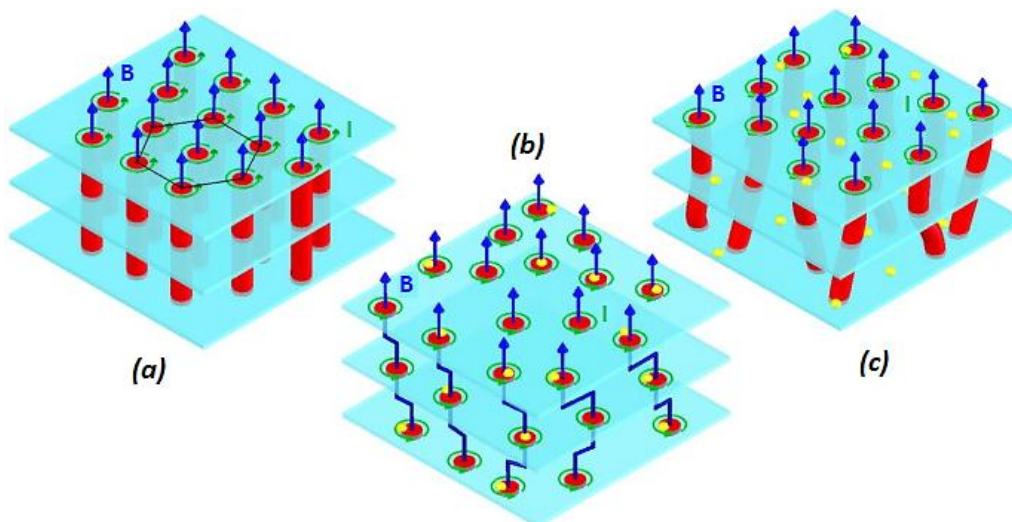
onde  $e$  é a carga do electrão<sup>10</sup> e  $h$  a constante de Planck<sup>11</sup>. Sendo que cada fluxoide, tem o valor de  $\Phi_0 = 2,068 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ , e consiste num núcleo cilíndrico de fluxo magnético, alinhado com o campo aplicado, segundo um raio designado por comprimento de coerência (ver 2.1.4.4). Este núcleo encontra-se rodeado por um cilindro de supercorrentes que fluem em vórtices circulares (Tavares, 2001), ao longo da profundidade de penetração (ver 2.1.4.2), gerando assim o quantum de fluxo  $\Phi_0$ .

<sup>8</sup> Supercondutor convencional com a temperatura crítica mais elevada até a data.

<sup>9</sup> Composição do primeiro fio supercondutor, é o SC de baixa temperatura mais amplamente utilizado.

<sup>10</sup> A carga do electrão é aproximadamente  $-1,60217565 \times 10^{-19} \text{ C}$ .

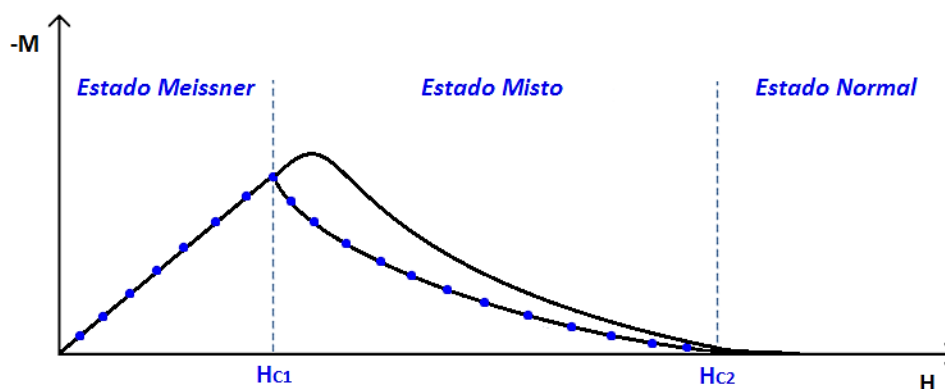
<sup>11</sup> O valor aproximado da constante de Planck é  $6,62606957 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ .



**Figura 2.9** Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num material SC do tipo II. Adaptado de (Yin, Zech, Williams, J, & Hoffman, 2009).

Note-se que na Figura 2.9 (a) é visível o agrupamento dos vórtices num SC puro, isto é, sem pontos de ancoramento. Em (b) é notório o ancoramento dos vórtices aos defeitos superficiais e internos do material (pontos amarelos), os quais são unidos por vórtices de Josephson (linhas azuis). Por fim, em (c) o ancoramento dos vórtices aos defeitos internos é dominante em relação aos superficiais, que perderam influência na distribuição dos vórtices.

No estado de Meissner, visto não haver fluxo a entrar no supercondutor o efeito do ancoramento sobre o campo magnético não se faz notar. O mesmo não acontece para os valores de campo associados ao estado misto onde a magnetização é claramente influenciada pelo ancoramento das linhas de fluxo nos defeitos do material supercondutor (Tavares, 2001). Para valores de campo magnéticos superiores a  $H_{C2}$  o material perde a sua supercondutividade (estado normal). A variação da resposta magnética para os diferentes estados dos supercondutores do tipo II é apresentada na Figura 2.10.



**Figura 2.10** Curva de magnetização de um supercondutor do tipo II (ponteados azuis) e respectiva variação da magnetização  $M$  com o efeito de ancoramento de fluxo magnético (linha preta).



### 2.1.4. Teorias de Base

Ao longo dos anos foram desenvolvidas diversas teorias a fim de descrever os fenómenos da supercondutividade. Nesta parte do documento são expostas as que mais contribuíram para a evolução do conhecimento desta temática.

#### 2.1.4.1. Teoria dos Dois Fluidos

Em 1934, Cornelius Gorter e Hendrik Casimir desenvolveram o modelo de dois fluidos (Mehra & Rechenberg, 2001) com base nas propriedades termodinâmicas dos supercondutores. Neste modelo admite-se que os electrões se dividem entre um fluido normal, onde se comportam de acordo com a Lei de Ohm, e um superfluido, onde não estão sujeitos a colisões, não existindo qualquer resistividade. Supõe-se assim que num dado material supercondutor, abaixo da temperatura crítica, existe uma corrente eléctrica formada pelos dois fluidos referidos, um de electrões normais e outro de electrões supercondutores.

Assumindo que em regime contínuo o campo eléctrico no interior do supercondutor é nulo, verifica-se pela relação 2.7 que não existe transporte de corrente pelos electrões normais,

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_s = \underbrace{\sigma \mathbf{E}}_{=0} + \mathbf{J}_s \Leftrightarrow \mathbf{J} = \mathbf{J}_s \quad (2.7)$$

onde  $\sigma$  é a condutividade da fase normal e  $E$  o campo eléctrico no interior do supercondutor.

O transporte da corrente fica assim unicamente a cargo dos superelectrões, de acordo com a segunda lei de Newton,

$$\mathbf{F} = m_e \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (2.8)$$

Em regime alternado, o campo eléctrico não é nulo e por conseguinte, tais expressões deixam de ser válidas, sendo o transporte da corrente assegurado pelos dois fluidos.

#### 2.1.4.2. Teoria de London

Por muitos considerada a primeira teoria fenomenológica da supercondutividade, a teoria de London (London, 1950) foi apresentada pelos irmãos Fritz e Heinz London. Esta teoria fica intimamente ligada ao fenómeno de Meissner, visto ter a capacidade de o descrever macroscopicamente com grande precisão. Os irmãos London formularam então um par de equações que permitem obter a dependência do campo magnético, no interior do supercondutor, com a profundidade de penetração.

A profundidade de penetração de London  $\lambda_L$  (ver 2.9) representa a distância de penetração de um qualquer campo magnético externo induzido. Esta distância pode ainda ser apresentada em função da temperatura e do campo de indução magnética, como é possível observar na expressão 2.10 (Senoussi, 1992).

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}}$$

(2.9)

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left(1 - \frac{B}{B_{C2}}\right)^{-1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4\right]^{-1/2}$$

(2.10)

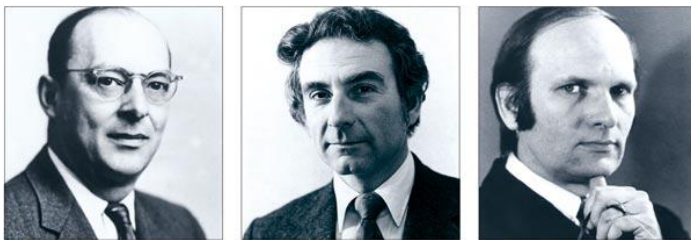
O parâmetro  $\lambda_L$ , é assim obtido a partir da permeabilidade magnética no vazio e de uma constante positiva proveniente das equações de London (equação 2.11).

$$\Lambda = \frac{m_e}{n_s e^2} \quad (2.11)$$

Onde  $m_e$  é a massa do electrão<sup>12</sup>,  $e$  a carga e  $n_s$  o número de portadores por unidade de volume.

### 2.1.4.3. Teoria BCS

Sensivelmente 46 anos após a descoberta da supercondutividade surgiu uma teoria amplamente aceite pela comunidade científica. Esta abordagem microscópica (Cooper, 1972) é denominada por teoria BCS, iniciais dos apelidos dos seus autores. Em 1957, os físicos John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer, na Figura 2.11, apresentam um modelo teórico que descrevia com grande eficácia as observações experimentais nos supercondutores.



**Figura 2.11 BCS (da esquerda para a direita, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer). (Fonte: <http://cerncourier.com/cws/article/cern/32522>)**

Na base desta teoria está o acoplamento de electrões em pares, os pares de Cooper, com a influência de vibrações da rede cristalina. Estas vibrações são causadas pela emissão de fonões<sup>13</sup>, e levam a uma acumulação localizada de cargas positivas, atraindo electrões para as zonas em questão.

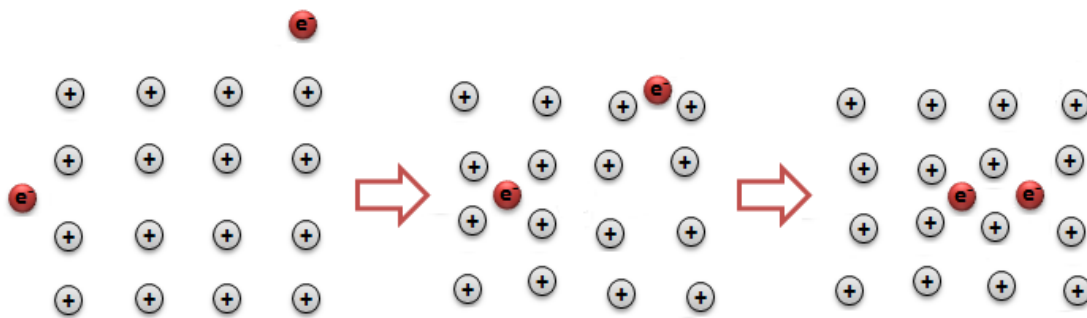
Com base na Figura 2.12 é possível descrever o processo de formação dos pares de Cooper. Um electrão ao mover-se por uma rede de iões positivos, fica sujeito a forças de atracção, e emite um fonão que resulta da sua interacção com a rede (Bardeen, 1972).

Como referido acima os fonões, levam ao aumento da densidade local de cargas positivas, cargas que vão atrair os electrões nas suas imediações, favorecendo a interacção electrão-electrão. A atracção entre electrões só é possível, devido à força associada à troca de fonões ser superior à força de

<sup>12</sup> A massa do electrão é aproximadamente  $9,10938292 \times 10^{-31}$  Kg.

<sup>13</sup> Quantum de vibração que se propaga numa rede cristalina de um sólido.

repulsão de Coulomb. Os pares de Cooper formados irão assim deslocar-se harmoniosamente pela rede, sem que existam as colisões associadas aos metais no estado normal.



**Figura 2.12 Representação das fases inerentes à formação dos pares de Cooper.**

Tendo em conta que as ligações entre os electrões são relativamente fracas, o processo de destruição e formação de pares de Cooper, a baixas temperaturas (até aproximadamente 40 K), está continuamente a repetir-se. Verificava-se no entanto, que a altas temperaturas a atracção entre electrões não era possível, impedindo assim a formação de pares de Cooper.

Em 1986, com o aparecimento dos HTS, a teoria BCS deixou de ser válida para todos os supercondutores.

#### **2.1.4.4. Teoria de Ginzburg-Landau**

Em 1950, uma nova teoria fenomenológica para explicar a supercondutividade seria proposta por Vitaly Ginzburg e Lev Landau. Apenas em meados de 1959 a teoria GL seria reconhecida.

Esta teoria vem esclarecer o estado misto dos supercondutores do tipo II, e introduz ainda um novo parâmetro de ordem (Tinkham, 1996), uma função de onda que descreve os electrões supercondutores e a sua densidade de energia.

Ginzburg e Landau postularam ainda as equações de GL, a partir das quais é possível conhecer as propriedades do estado supercondutor. Estas equações a par da teoria de London são importantes ainda na resolução de dois problemas, os efeitos não-lineares dos campos de maior intensidade e a variação espacial da densidade de portadores de carga.

Esta teoria prevê ainda a existência de um novo comprimento característico num material supercondutor, para além da já estudada profundidade de penetração de London  $\lambda_L$ , o comprimento de

coerência  $\xi$ . Este parâmetro, semelhante ao introduzido por Pippard<sup>14</sup> em 1953, é uma medida característica de cada supercondutor e representa a distância em que a densidade de portadores pode variar no interior do material. O comprimento de coerência, que pode ser calculado a partir da equação 2.13, varia ainda com a temperatura de acordo com a relação seguinte:

$$\xi(T) = 0,7 \xi(0) \left( \frac{T_c}{T_c - T} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

$$\xi = \frac{\hbar}{2m_e |\alpha|} \quad (2.13)$$

onde  $\hbar$  é a constante de Planck reduzida<sup>15</sup>,  $m_e$  a massa do electrão e  $\alpha$  um parâmetro fenomenológico associado às equações GL.

A razão entre estas duas dimensões características (profundidade de penetração e comprimento de coerência) é designada por parâmetro de Ginzburg-Landau,

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (2.14)$$

e permite determinar se um supercondutor é do tipo I ( $\kappa \leq 1/\sqrt{2}$ ) ou do tipo II ( $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ).

## 2.2. Supercondutores de Alta Temperatura

Desde a descoberta do fenómeno da supercondutividade, em 1911, por H. K. Onnes, os supercondutores têm sido um tema de grande interesse, principalmente ao nível da sua aplicação prática. Com a descoberta dos supercondutores de alta temperatura (SAT), em 1986, esse interesse atingiu um nível superior. Relativamente aos supercondutores de baixa temperatura (SBT), os SAT apresentam algumas vantagens. Exemplo disso é que este tipo de materiais apresenta supercondutividade acima do ponto de ebulição do azoto líquido (77 K), solução de criogenia mais barata que o hélio líquido, até então mais utilizado.

Os cerâmicos baseados em cadeias de óxido de cobre, ou cupratos, exibem supercondutividade próximo dos 100 K, temperatura que apesar de não parecer muito alta, é suficientemente elevada para que o azoto líquido consiga arrefecer a maior parte destes SAT para uma gama supercondutora.

---

<sup>14</sup> Alfred Brian Pippard, físico britânico introduziu o comprimento de coerência e realizou diversos estudos no âmbito da supercondutividade. A título de curiosidade Pippard foi o orientador de doutoramento de Brian David Josephson.

<sup>15</sup> A constante de Planck reduzida, ou constante de Dirac difere da constante de planck por um factor de  $2\pi$ , tendo o valor aproximado de  $1,05457173 \times 10^{-34}$  J.s.

Por exemplo, o composto de ítrio, bário, cobre e oxigénio (YBCO) exhibe supercondutividade até 92 K. De entre os cupratos mais importantes (ver tabela 2.2) destacam-se ainda o BSCCO, o TBCCO e o HBCCO. Este último apresenta a mais alta temperatura crítica, 135 K.

Apesar do interesse comercial que despertam, ainda não existe consenso alargado sobre a sua transição para o estado supercondutor. Ao contrário dos SBT, nos SAT o mecanismo de emparelhamento de electrões não é claro (Burns, 1992), e como tal, não existe ainda nenhuma teoria que descreva o comportamento microscópico deste tipo de materiais, algo que não se verifica nos SBT onde a teoria BCS teve papel fundamental.

**Tabela 2.2 Supercondutores de alta temperatura mais comuns.**

<i>Material</i>	<i>Acrónimo</i>	<i>T<sub>c</sub> (K)</i>
HgBa <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>x</sub>	HBCCO, Hg-1223	135
TlBa <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>x</sub>	TBCCO, TlBaCaCuO	115
Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>x</sub>	BSCCO, Bi-2223	105
YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>	YBCO, YBaCuO	92

### 2.2.1. Modelização

Apesar da dificuldade em conhecer e descrever o comportamento microscópico dos supercondutores de alta temperatura, nas décadas recentes têm surgido diversos modelos empíricos com relativo sucesso na descrição macroscópica deste tipo de materiais. De entre os modelos sugeridos os que apresentam maior concordância com os resultados experimentais são o modelo de Bean, pertencente aos modelos de estado crítico<sup>16</sup>, e a lei das potências E-J. Modelos esses que assumirão particular destaque nesta secção.

#### 2.2.1.1. Modelo de Bean

O modelo de Bean (Bean, 1964) descreve a magnetização dos supercondutores do tipo II, num campo magnético externo não estacionário. Este modelo de estado crítico, que prima pela simplicidade, propõe que o campo magnético penetra no material supercondutor de forma linear, assumindo assim que a densidade de corrente crítica no mesmo é constante.

Segundo o modelo de Bean as correntes no supercondutor podem assumir apenas dois valores, zero ou o valor crítico. Apesar da suposição anterior não ser teoricamente acertada, os resultados experimentais obtidos conferem ao modelo validade na explicação de diversos fenómenos, como o ancoramento de fluxo. O modelo de Bean revela ainda bons resultados na determinação de perdas em correntes alternadas nos supercondutores.

---

<sup>16</sup> Modelos essencialmente de origem fenomenológica, tencionam explicar o comportamento dos supercondutores do tipo II, com base nos valores das grandezas críticas deste tipo de materiais.

### 2.2.1.2. Lei da Potência E-J

Tendo em conta as limitações patenteadas pelos modelos de estado crítico para descrever os SAT, foi necessário criar um esquema que modelizasse de uma forma mais consensual os materiais supercondutores. Ao contrário do proposto no modelo de Bean, de acordo com a lei de potência E-J, a corrente nos supercondutores não assume apenas o seu valor crítico, algo que se assemelha mais à realidade dos SAT. Por outro lado esta lei representa melhor a transição de estados nos supercondutores.

O modelo é caracterizado, como o próprio nome indica, pela relação entre o campo eléctrico e a densidade de corrente no supercondutor, segundo a seguinte expressão:

$$E = E_c \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.15)$$

Na lei apresentada  $E_c$  representa o campo eléctrico para uma dada densidade de corrente crítica,  $J_c$ . Na figura 2.13 são apresentadas as formas de onda E-J obtidas variando o parâmetro  $n$  entre 1 e infinito, onde  $n = 1$ , resulta na lei de Ohm e  $n = \infty$  no modelo de Bean.

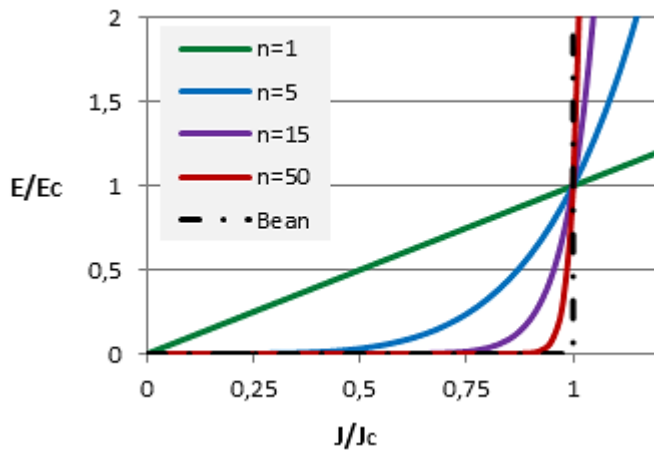


Figura 2.13 Influência do parâmetro  $n$  na lei da potência E-J.

Relativamente à Figura 2.13, é possível verificar que à medida que o valor de  $n$  aumenta, melhor se revela o supercondutor e menor é a resistividade do material (ver expressão 2.16) a uma dada corrente de transporte.

$$\rho = \frac{dE}{dJ} = \frac{E_c \times n \left( \frac{J}{J_c} \right)^{n-1}}{J_c} \quad (2.16)$$

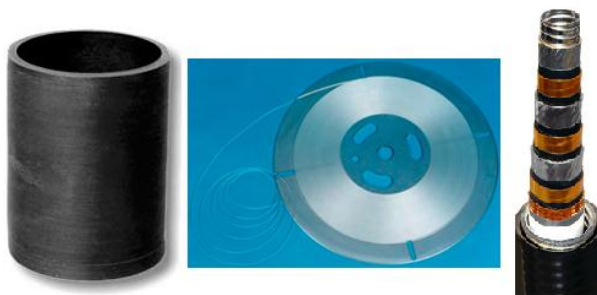
## 2.2.2. Tecnologia de Materiais

Os supercondutores de alta temperatura podem assumir diversos formatos. Comercialmente encontram-se disponíveis sob a forma de blocos maciços ou fitas (assunto mais aprofundado nesta secção) dependendo da aplicação para a qual são dimensionados. No que se refere à sua tecnologia, os SAT difundidos no mercado são em BSCCO (1G) ou YBCO (2G).

### 2.2.2.1. Supercondutores de Primeira Geração (1G)

Os materiais SAT mais utilizados inicialmente eram baseados em bismuto, especificamente Bi-2212 e Bi-2223. Estes materiais são denominados por supercondutores de primeira geração (1G) e tiveram papel fundamental na demonstração da utilidade dos dispositivos SAT de potência, incluindo cabos de transporte de energia, transformadores, limitadores de corrente, motores e geradores, entre outros.

Os benefícios de desempenho destes dispositivos SAT, em comparação com dispositivos não-supercondutores convencionais, têm sido demonstrados para todas as aplicações referidas. Na Figura 2.14 encontram-se alguns exemplos de SAT de 1G comercialmente difundidos por empresas do ramo.



**Figura 2.14 Formatos físicos de SAT em Bi-2223.** À esquerda, tubo cerâmico utilizado em limitadores de corrente, produção da Can Superconductors. Ao centro, fita supercondutora DI-BSCCO desenvolvida pela Sumimoto Electric. À direita, cabo triaxial comercializado pela HTS Triax.

As fitas supercondutoras de primeira geração são formadas por filamentos de BSCCO embebidos em prata, de forma a aumentar a robustez mecânica e flexibilidade do material. Existem duas fases deste tipo de fitas Bi-2223 e Bi-2212 que, apesar de similares apresentam alguns pontos divergentes, essencialmente ao nível dos valores críticos de temperatura e densidade de corrente (superiores na fase Bi-2223), e da susceptibilidade à degradação das suas propriedades (também superior na fase Bi-2223).

### 2.2.2.2. Supercondutores de Segunda Geração (2G)

Mais recentemente, surgiram os SAT à base de terras-raras ((T-R)BCO), exemplos do ítrio, o samário e o gadolínio. Estes condutores de 2G oferecem melhores desempenhos que os seus precursores (1G), operando a temperaturas superiores e em campos magnéticos mais intensos.

As fitas 2G vieram melhorar um dos problemas presentes na tecnologia das fitas BSCCO, a grande sensibilidade destas aos campos magnéticos. Estas fitas, cuja tecnologia<sup>17</sup> é apresentada na Figura 2.16, resultam do depósito de uma fina película de material supercondutor num substrato metálico flexível, exibindo assim melhores propriedades mecânicas, e melhores níveis de homogeneidade no material.

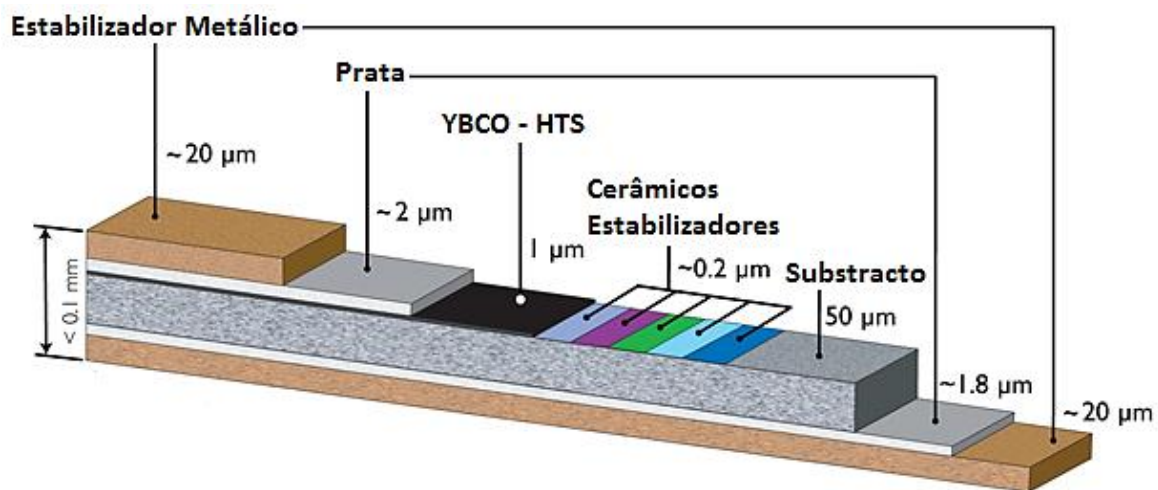


Figura 2.15 Constituição de uma fita supercondutora de segunda geração. Adaptado do catálogo disponibilizado pela empresa SuperPower Inc.

### 2.2.3. Aplicações

As primeiras aplicações comerciais da supercondutividade, dignas de relevo, pertenceram aos ramos do diagnóstico médico, ciência e campos de processamento industrial envolvendo fundamentalmente materiais SBT e magnetos de campos intensos. Apesar de algumas limitações, a verdade é que aplicações como dispositivos de ressonância magnética nuclear, aceleradores de partículas ou reactores de fusão não seriam possíveis sem materiais supercondutores<sup>18</sup>.

<sup>17</sup> Fonte: <http://www.superpower-inc.com/>. [13/02/2013]

<sup>18</sup> Fonte: <http://www.ccas-web.org/superconductivity/electricpower/>. [13/02/2013]



Com o aparecimento dos SAT, o número de sectores interessados em aproveitar os benefícios que tais materiais acarretam tem vindo a aumentar. Assim, áreas como a energia eléctrica, transportes, medicina, comunicações *wireless*, processamento industrial e investigação científica têm-se revelado aplicações emergentes neste mercado. Na tabela 2.3 são apresentadas as principais aplicações comerciais da supercondutividade, existentes e em desenvolvimento.

**Tabela 2.3 Aplicações comerciais da supercondutividade e respectivas áreas de difusão.**

<b>Energia Eléctrica</b>	<i>Fitas supercondutoras</i> <i>Cabos eléctricos</i> <i>Limitadores de corrente</i> <i>Transformadores para rede eléctrica</i> <i>Transformadores para energia eólica</i> <i>Motores eléctricos</i> <i>Armazenamento de energia (SMES)</i>
<b>Transportes</b>	<i>Navios de propulsão SAT</i> <i>Bobinas de desmagnetização SAT em navios militares</i> <i>Comboios de levitação electromagnética (Maglev)</i> <i>Radares e Sensores Anti-míssil</i>
<b>Medicina</b>	<i>Dispositivos de ressonância magnética</i> <i>Dispositivos de encefalografia magnética</i> <i>Dispositivos de cardiografia magnética</i>
<b>Processamento Industrial</b>	<i>Fornos de indução SAT</i>
<b>Investigação Científica</b>	<i>Exploração espacial</i> <i>Reactores de fusão</i> <i>Aceleradores de partículas</i>
<b>Comunicações Wireless</b>	<i>Filtros SAT</i> <i>Receptores digitais</i>

Também a criogenia desempenha um papel indispensável na indústria da supercondutividade a alta temperatura. O desenvolvimento dos sistemas de arrefecimento está directamente relacionado com a expansão das oportunidades de mercado para os materiais SAT.

A indústria dos gases manufacturados, com sua experiência e infra-estrutura ao nível da criogenia, está pronta para desempenhar um papel importante no desenvolvimento e implementação da tecnologia SAT em larga escala<sup>19</sup>.

Entendendo a importância associada à estabilidade térmica e eléctrica neste tipo de tecnologia, é fácil prever a necessidade de protecção deste tipo de materiais, onde ganham relevância os sistemas de detecção e protecção face a *quench*, estudados na secção seguinte.

<sup>19</sup> Fonte: <http://www.ccas-web.org/superconductivity/electricpower/>. [13/02/2013]

### 2.3. O Fenómeno de “*Quench*”

A perda de supercondutividade de um dado material, resultante da instabilidade térmica do mesmo, é essencial para compreender o fenómeno de *quench*. Este ocorre essencialmente quando o valor crítico de campo magnético, temperatura ou densidade de corrente é ultrapassado sem ter a capacidade de o recuperar. Este fenómeno resulta de um rápido aquecimento de Joule num ponto específico do material, levando a um aumento da temperatura das regiões circundantes que passam assim ao estado normal. O efeito desencadeia-se então pelo resto do magneto ou sistema, comprometendo o seu funcionamento.

Associado à perda de supercondutividade do material em causa está a dissipação de energia sob a forma de calor, e consequente evaporação do líquido criogénico caso exista no sistema. Verifica-se assim uma queda abrupta da corrente que leva a picos de tensão indutiva. O aquecimento localizado, bem como elevadas tensões ou forças mecânicas podem danificar componentes do material, ou em casos extremos criar danos permanentes e irreparáveis.

Neste contexto, os dispositivos de segurança ou sistemas de protecção face a este fenómeno ganham uma importância assinalável. Exemplo disso é a camada estabilizadora presente nas fitas supercondutoras (ver Figura 2.15). Esta componente tem o propósito de prevenir o *quench* face a perturbações e proteger o supercondutor de temperaturas e pressões excessivas quando este ocorre. Na sequência de um *quench*, a corrente é transferida do supercondutor para a camada estabilizadora, uma vez que a resistência desta é muito inferior à do supercondutor no seu estado normal (Schultz, 1999).

No caso de um *quench* ocorrer, é normalmente muito difícil, senão impossível, permitir a operação a corrente constante sem que se verifiquem temperaturas inaceitáveis sobre o supercondutor. A corrente tem assim que ser reduzida a zero e a energia armazenada eliminada, quer sendo direccionada para um dispositivo externo ou absorvida pela camada estabilizadora do material. Para que tal aconteça, de forma eficaz, é indispensável uma detecção rápida e fiável.

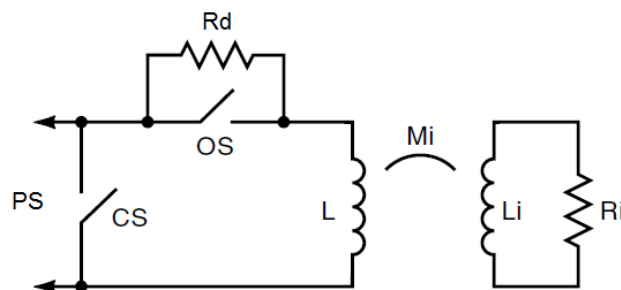
#### 2.3.1. Circuitos de Protecção

Tal como já foi referido, no momento em que se verifica um *quench* num supercondutor, a energia desse mesmo material é convertida em calor. No caso de esse supercondutor ter uma massa total suficientemente capaz de absorver esse calor, e ao mesmo tempo ser pequeno o suficiente para que o *quench* não se propague para uma porção maior do material, não há necessidade de recorrer a circuitos de protecção, bastando apenas cortar o fornecimento de energia quando a corrente não circular livremente (Schultz, 1999). No entanto, quando o supercondutor tem grandes dimensões e armazena muita energia, para garantir totalmente uma protecção passiva, algumas medidas são imprescindíveis.

O método de libertação de energia constitui a principal distinção entre os circuitos de protecção de bobinas mais comuns. Este método pode basear-se em circuitos de descarga externa ou interna. Geralmente recorre-se a circuitos de descarga externa, numa situação de gravidade elevada, quando a preocupação principal é “salvar” o supercondutor propriamente dito, depositando a energia numa estrutura externa barata, à temperatura ambiente. Por outro lado, quando se pretende reduzir picos locais de aquecimento, em regra, recorre-se a correcções internas.

### 2.3.1.1. Circuitos de Descarga Externa

De acordo com Neumeyer (Neumeyer, Bronner, Lu, & Ramakrishnan, 1995) o esquema básico do circuito de descarga externa é o presente na Figura 2.16. O magneto é representado pela indutância  $L$ , enquanto a indutância mútua  $M_i$ , a indutância e resistência acopladas,  $L_i$  e  $R_i$ , representam a soma de todos os magnetos acoplados e estruturas condutoras no sistema magnético. Relativamente ao circuito de descarga, propriamente dito, este é composto por uma fonte de alimentação ( $PS^{20}$ ), dois interruptores ( $CS^{21}$  e  $OS^{22}$ ), e uma resistência de descarga ( $R_d$ ). O interruptor  $CS$  tem como função desviar o fornecimento de energia na ocorrência de um *quench*, por outro lado o  $OS$  é utilizado para interromper a passagem de corrente para o magneto.



**Figura 2.16** Diagrama esquemático de um circuito de descarga externo. Adaptado de (Neumeyer, 1995).

A diferença entre a resistência de descarga (ou de *dump*) e a resistência do magneto no estado normal é o princípio base de um circuito de protecção deste tipo. A resistência de descarga é assim muito superior à do magneto, levando a uma transferência total da energia armazenada para o exterior do material.

Num sistema *multicoil* o processo de descarga de energia é relativamente mais complexo. O circuito de descarga necessita assim de se ramificar, isto pode ser feito recorrendo a diferentes estratégias, de entre as quais se destacam a descarga de todas as bobinas do sistema em série ou paralelo<sup>23</sup> e a descarga apenas das bobinas em *quench*, permanecendo as restantes em modo

<sup>20</sup> Acrónimo de *Power Supply*, em português Fonte de Alimentação.

<sup>21</sup> Acrónimo de *Closing Switch*, em português Interruptor de Fecho.

<sup>22</sup> Acrónimo de *Opening Switch*, em português Interruptor de Abertura.

<sup>23</sup> A descarga das bobinas é feita independentemente, isto é, bobina a bobina.

persistente. Na Tabela 2.4 são apresentadas algumas características inerentes às diferentes estratégias referidas (Schultz, 1999).

**Tabela 2.4 Estratégias de descarga externa de energia.**

<i>Estratégia</i>	<i>Vantagens</i>	<i>Desvantagens</i>
Descarga de todas as bobinas em serie	Simplicidade; Ausência de desequilíbrio de correntes ou forças	Elevada tensão terminal
Descarga de todas as bobinas em paralelo	Controlo independente; Não requer tensões muito elevadas	Eventual desequilíbrio de correntes ou forças; Perda de fiabilidade com aumento do número de bobinas
Descarga apenas das bobinas em <i>quench</i>	Arrefecimento apenas das bobinas descarregadas	Eventuais sobrecorrentes nas bobinas em modo persistente

### **2.3.1.2. Circuitos de Descarga Interna**

A descarga interna de magnetos é um método de protecção adequado, essencialmente, a situações onde as tensões terminais têm que ser limitadas e rigidamente controladas. Tal verifica-se em algumas aplicações de supercondutividade disponíveis no mercado, exemplo dos aparelhos de ressonância magnética, aparelhos esses que se encontram no mesmo espaço que os seus utilizadores.

No desenvolvimento de um *hotspot*<sup>24</sup> num dado material, tipicamente, a acção menos agressiva é desligar a bobina supercondutora da fonte de alimentação, o que permite que a corrente seja progressivamente eliminada, à medida que vai circulando no material. Esta solução seria certamente apropriada para uma situação de eventuais perdas de líquido criogénico, onde um método de descarga activa seria mais prejudicial do que benéfico.

Nos chamados circuitos de descarga fria, ou *cold dump circuits*, a descarga de energia pode ainda ser feita para resistências ou díodos externos ao material, mas no interior do crióstato. Nestes casos, onde não há benefício em arrefecer o material para a remoção da sua energia armazenada, é geralmente desejável criar zonas de *quench* mais amplas, permitindo assim uma disposição mais uniforme do calor no material, evitando danos de maior gravidade. Isto é exequível introduzindo um elemento resistivo aquecedor, acoplado à camada superficial do supercondutor ou mesmo no seu interior.

<sup>24</sup> Ponto quente, na terminologia portuguesa. Ponto localizado que resulta no aparecimento de uma zona resistiva no material supercondutor.

### 2.3.2. Técnicas de Detecção

Existem diversos sistemas de detecção de *quench*, sendo que os mais comuns derivam essencialmente de técnicas baseadas em tensão, potência ou temperatura. Este tipo de técnicas apresenta alguns problemas que vão ser aprofundados nas secções seguintes, surgindo a necessidade de procurar métodos alternativos que possam realizar a detecção de *quench* de uma forma mais simples e eficaz. É neste contexto que se insere a detecção baseada em campo magnético localizado, tema central deste trabalho.

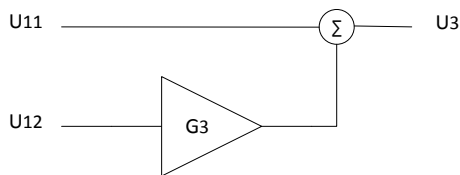
Ao longo desta secção são apresentados os métodos base de detecção de *quench*, sendo que esta apresentação é enquadrada num contexto de aplicação prática, i.e. são abordados alguns exemplos já implementados, bem como projectos em desenvolvimento para resolver as limitações inerentes a este tipo de técnicas.

#### 2.3.2.1. Tensão

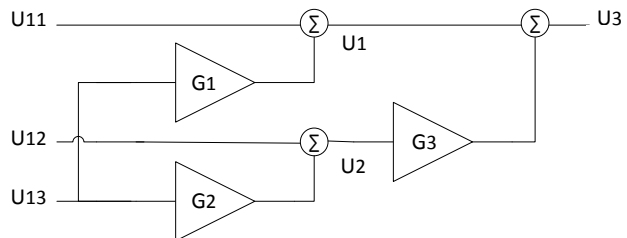
A detecção de tensão é geralmente utilizada com o intuito de identificar regiões resistivas em magnetos supercondutores, possibilitando que um dado circuito de protecção possa provocar uma descarga segura do magneto. Os sinais não-resistivos (indutivos) trazem alguns problemas a este tipo de circuitos tradicionais (ver Figura 2.17), podendo fazer disparar o sistema de protecção erradamente.

Existem no entanto sistemas (Pfothenhauer, Kessler, & Hilal, 1993) que conseguem eliminar a sensibilidade a este tipo de tensões indutivas, exemplo do circuito de eliminação de Gauss (ver Figura 2.18).

No método tradicional de detecção de tensão, o magneto apresenta dois pares de tensão adjacentes. As referidas tensões atravessam as duas metades do magneto, sendo posteriormente comparadas e equilibradas. Quando surge uma zona normal (resistiva) no material, desequilibra as tensões referidas, sendo assim detectável.



**Figura 2.17** Circuito referente ao método de tradicional de detecção de *quench*.

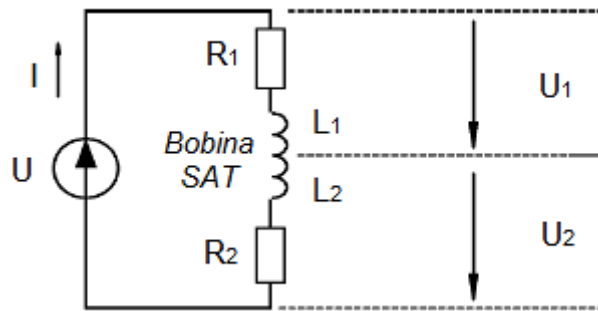


**Figura 2.18** Circuito referente ao método de eliminação gaussiana.

Apesar das melhorias consideráveis que o método de eliminação gaussiana trouxe a este tipo de circuitos de detecção, ainda apresenta algumas limitações. As tensões associadas ao fenómeno de *quench* podem ser extremamente reduzidas, o que combinado com o ruído inerente a este tipo de leituras torna esta técnica quase inviável. Além das limitações já referidas, a detecção de tensão apresenta ainda algumas dificuldades em sistemas com um número variável de magnetos (bobinas).

### 2.3.2.2. Potência activa

No âmbito da detecção de *quench* baseada em potência, apresentam melhores resultados os métodos que recorrem a leituras de potência activa parcial.



**Figura 2.19** Circuito base de um método de detecção de potência activa parcial.

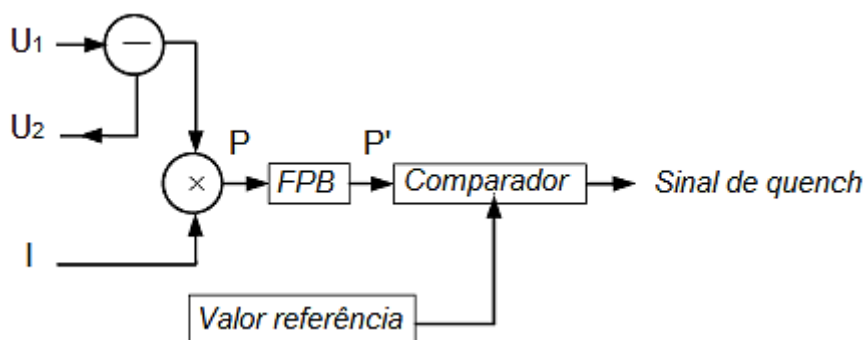
No circuito da Figura 2.19,  $L_1$  e  $L_2$  representam as indutâncias do magneto,  $R_1$  e  $R_2$  as resistências da bobina, enquanto as tensões  $U_1$  e  $U_2$  e a corrente  $I$  serão os sinais de entrada do sistema de detecção, na ocorrência de um *quench*. A potência instantânea é assim dada por

$$P = (U_1 - U_2)I = (R_1 - R_2)I^2 \quad (2.17)$$

Assumindo que na ocorrência de um *quench*, a corrente assume a forma sinusoidal, substituindo em 2.17, obtém-se a expressão 2.18.

$$P(t) = \frac{(R_1 - R_2)}{2} I^2 - \frac{(R_1 - R_2)}{2} I^2 \cos 2\omega t + \text{ruído} \quad (2.18)$$

O método de detecção por potência activa parcial detecta um conjunto de sinais *quench* de entrada, as tensões e correntes no magneto (ver Figura 2.19), estes são posteriormente isolados, amplificados e filtrados por um sistema de detecção similar ao da Figura 2.20. Estes sistemas apresentam bons níveis de eficácia na eliminação de ruídos e interferências, sendo adequados tanto para circuitos AC como DC.



**Figura 2.20** Diagrama esquemático do sistema aperfeiçoado. Adaptado de (Nanato, Yanagishita, & Nakamura, 2001) e (Wei, et al., 2010).

O diagrama da Figura 2.20 é composto por um bloco somador e outro multiplicador para obtenção da potência activa total ( $P$ ), um filtro passa-baixo eliminador de ruído de onde se retira a potência activa parcial ( $P'$ ), e um bloco comparador que mediante um certo valor referência determina a existência ou não de um *quench*.

Dependendo do tipo de sistema poderão ainda ser necessários alguns blocos extra para este ficar completo. Alguns métodos recorrem a amplificadores de sinal, inversores monofásicos PWM<sup>25</sup> para um melhor controlo da frequência e amplitude da corrente, e ainda a bobinas de suavização para reduzir o efeito de *ripple*<sup>26</sup> sentido na bobina SAT.

### 2.3.2.3. Temperatura

As primeiras tentativas de métodos de detecção de *quench*, baseadas na utilização dos sensores de temperatura convencionais revelaram-se infrutíferas, já que estes apresentavam limitações acentuadas nesta área (Schultz, 2002). Os termopares ou sensores RTD (*Resistance Temperature Detectors*) para além de não operarem eficazmente às temperaturas associadas ao fenómeno físico *quench*, apresentavam alguns atrasos de leitura e não podiam ser inseridos directamente quer nos enrolamentos das bobinas quer no interior dos cabos supercondutores.

Por outro lado, os sensores de temperatura em fibra óptica apresentavam algumas características interessantes, no âmbito da detecção de *quench*. Estes são dispositivos de pequenas dimensões ( $\leq 50 \mu\text{m}$ ) o que facilita a sua inserção em materiais compósitos<sup>27</sup> ou polímeros avançados, mostram ainda níveis baixos de sensibilidade a pressões e campos magnéticos pulsantes.

<sup>25</sup> Acrónimo de *Pulse-Width Modulation*, Modulação por Largura de Pulso na terminologia portuguesa.

<sup>26</sup> No contexto do trabalho, representa as oscilações verificadas na corrente da bobina SAT.

<sup>27</sup> Materiais que possuem na sua composição duas ou mais componentes ou fases, com propriedades físicas e químicas distintas.

De entre os diversos sensores de fibra óptica existentes, os interferómetros<sup>28</sup> são os que mais se adequam aos métodos de detecção de *quench*. Estes dispositivos apresentam maior sensibilidade a altas temperaturas do que a temperaturas na gama dos 4-10 K, tendo assim a capacidade de rejeitar as ligeiras oscilações de temperatura muito comuns em aplicações de maiores dimensões, reduzindo o número de falsos alarmes.

O princípio básico deste tipo de sensores (Schultz, 2002) consiste na medição do comprimento do percurso óptico, tirando proveito da dependência que o índice de refração tem em relação à temperatura. Os sensores de fibra óptica confirmaram assim o seu grande potencial científico no processamento de sinais, fornecendo um perfil completo de temperatura e campo magnético relativamente ao percurso e tempo de propagação.

Um exemplo prático da utilização deste tipo de dispositivos é a sua instalação nos condutores QUELL<sup>29</sup> (ver Figura 2.21), experiência no enquadramento do projecto ITER<sup>30</sup>, focada na manufactura, instrumentação e teste de um condutor longo ( $\sim 100\text{ m}$ ).



**Figura 2.21** Amostra do condutor QUELL nas instalações SULTAN, localizadas no Paul Scherrer Institute em Villigen<sup>31</sup>, Suíça. (Fonte: Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP).)

Para um sistema com estas dimensões, os resultados obtidos mostraram que os níveis de ruído são bastante aceitáveis. Demonstrando tratar-se de um método inovador cujas características permitem detectar o fenómeno de *quench* com uma fiabilidade assinalável.

---

<sup>28</sup> Sensores em fibra óptica de baixas perdas.

<sup>29</sup> Acrónimo de *Quench Propagation Experiment on Long Length*, em português Experiência de Propagação Quench em Comprimento Longo.

<sup>30</sup> Acrónimo de *International Thermonuclear Experimental Reactor*, em português Reactor Termonuclear Experimental Internacional.

<sup>31</sup> Maior centro mundial de teste e avaliação de altas correntes em supercondutores para a próxima geração de magnetos de fusão.



#### 2.3.2.4. Digitais

São sistemas de detecção de *quench* em tempo real, geralmente com bons níveis de flexibilidade, capazes de detectar tensões resistivas de uma forma fiável e com atrasos mínimos. É possível encontrar alguns destes sistemas implementados no mercado, sendo que será descrito um sistema de detecção digital em particular, um sistema DQD<sup>32</sup> integrado num VMTF<sup>33</sup> (Orris, et al., 1999).

A técnica digital utilizada neste sistema DQD tem como base a aplicação de algoritmos de processamento de sinais digitais, recorrendo a um processador Motorola PowerPC VME. O sistema em causa encontra-se dividido em duas componentes principais, o *hardware* lógico que controla o fornecimento e descarga de energia no sistema, e um sistema de disparo de eventos que determina o início da protecção do magneto com base em valores *quench* de referência definidos a priori.

Inicialmente são então obtidos os valores de tensão (valores analógicos) provenientes do magneto supercondutor. Estes passam por um filtro *anti-aliasing*<sup>34</sup> e posteriormente por um dispositivo ADC<sup>35</sup> que os converte para digitais. Os sinais digitais são por fim encaminhados para uma unidade central (UCP) que assegura o seu processamento.

Conhecendo todo o processo de obtenção de sinais digitais, é possível concluir que a performance do sistema DQD está dependente da eficácia apresentada pelos seus elementos integrantes. Assim, a rapidez de processamento da UCP, bem como as respostas do filtro *anti-aliasing* e do conversor ADC, são factores essenciais para o sucesso desta técnica de detecção digital. A técnica em causa tem como principais conquistas a sua acessibilidade, tendo em conta que a maior parte dos seus elementos integrantes do sistema encontram-se comercialmente disponíveis. O sistema DQD prima pela flexibilidade, adaptando-se com elevado grau de facilidade a diversas aplicações no âmbito do estudo de supercondutores, bastando para tal, adaptar os valores de referência à aplicação em questão. Quando optimizado o sistema revela ainda a capacidade de rejeitar ruído, minimizando assim os atrasos na resposta ao *quench*.

---

<sup>32</sup> Acrónimo de *Digital Quench Detection*, Detecção de *Quench* Digital na terminologia portuguesa.

<sup>33</sup> Acrónimo de *Vertical Magnet Test Facility*, é uma estrutura criada para a realização de testes em magnetos supercondutores.

<sup>34</sup> Filtro analógico que precede o conversor ADC, com o intuito de reduzir a frequência de amostragem e consequente consumo de potência à entrada deste.

<sup>35</sup> Acrónimo de *Analog-to-Digital Converter*, Conversor Analógico-Digital na terminologia portuguesa.

### 2.3.2.5. Campo magnético

A detecção de *quench* baseada em campo magnético localizado é o tema central desta dissertação. Esta técnica que recorre à leitura de campos magnéticos utilizando sensores de Hall, tem como característica única a detecção da degradação da corrente crítica da fita, mesmo antes do aparecimento de uma zona normal (resistiva) no interior do supercondutor (Marchevsky, Xie, & Selvamanickam, 2010). O método proposto apresenta ainda níveis de sensibilidade muito superiores aos métodos baseados em tensão ou potência activa, não sendo influenciável por ruído ou tensões indutivas.

Ao contrário de outras abordagens esta tira partido da lenta propagação de *hotspots*, ou pontos quentes, tentando antecipar a sua proliferação. Resumidamente, o método original que serviu de base a este trabalho envolve a divisão de uma fita 2G em duas partes de igual espessura ao longo do condutor, excepto nas áreas adjacentes aos seus terminais. Com ambas as fitas no estado supercondutor é introduzida uma dada corrente que se divide pelas duas partes da fita. Estando as correntes equilibradas (ausência de *quench*), o campo magnético lido entre as duas fitas supercondutoras é praticamente nulo. Fluxos de calor externos, imperfeições no material, entre outros factores, podem resultar na degradação da densidade de corrente crítica e consequente formação de pontos quentes. Assim, a diminuição de corrente da parte afectada, leva o excesso a fluir para a outra fita, resultando num desequilíbrio entre as correntes.

Este desequilíbrio, influencia directamente o valor do campo magnético. Posicionando estrategicamente um sensor de campo magnético entre as duas fitas é expectável que o valor lido, que outrora era nulo, assuma um valor diferente de zero, facilmente detectável. Estas oscilações do valor do campo permitem assim detectar atempadamente o *quench*, dando tempo suficiente para prevenir este fenómeno.

No método proposto nesta tese são introduzidas algumas alterações relativamente ao método original, de entre as quais se destacam a configuração do sistema e a tecnologia das fitas. Na nova abordagem seguida recorre-se a duas fitas supercondutoras em BSCCO, posicionadas lado a lado. Por outro lado, procedeu-se ainda à colocação de dois sensores adicionais sobre as fitas, permitindo para além de detectar o *quench* determinar ainda em qual das fitas ocorreu. Com o alargamento do número de pontos de leitura é possível aprofundar o conhecimento do comportamento do campo magnético no sistema desenvolvido.

A abordagem seguida neste trabalho, bem como o sistema de detecção implementado serão apresentados, pormenorizadamente, nos dois capítulos seguintes.

## 2.4. Síntese e Conclusões

No presente capítulo abordaram-se temas como a evolução histórica da supercondutividade, as diversas teorias existentes e os autores que contribuíram para o desenvolvimento desta área de estudo. Foram descritas as propriedades mais relevantes dos materiais supercondutores, o comportamento que exibem e as classes em que se inserem. Sendo ainda aprofundada a tecnologia deste tipo de materiais, a forma como é aproveitada e o interesse que suscita numa perspectiva comercial.

Por último introduziu-se o tema nuclear desta dissertação, o fenómeno de *quench* e a sua detecção. Neste contexto foi apresentado o que de positivo já existe nesta área, explicando o que pode ser feito para colmatar algumas lacunas ainda existentes. Para tal, são estudados alguns exemplos concretos de técnicas de detecção de *quench* e seus princípios de funcionamento.



### 3. Modelo Conceptual e Simulações

Neste capítulo será apresentado o modelo do sistema de detecção de *quench* baseado em campo magnético. Este modelo foi simulado na ferramenta de elementos finitos Flux2D de forma a avaliar a exequibilidade do sistema desenvolvido. Ao longo desta secção será feita a descrição da configuração e princípio de funcionamento do sistema e analisados os resultados obtidos.

#### 3.1. Configuração do Condutor

O sistema é composto por duas fitas supercondutoras 1G com as características<sup>36</sup> apresentadas na Tabela 3.1. Cada fita é alimentada com uma dada corrente (idealmente iguais em módulo), correntes essas que geram um campo de indução magnética. O valor do campo referido é então determinado recorrendo a três sensores de Hall KSY14, estrategicamente posicionados em três pontos do sistema, um no espaçamento entre as fitas e outros dois sobre cada uma delas.

**Tabela 3.1 Características da fita supercondutora INNOST-HTS 040201 Bi-2223.**

<i>Largura</i> (mm)	<i>Comprimento</i> (cm)	<i>Espessura</i> (mm)	<i>Área de Secção</i> (mm <sup>2</sup> )	<i>T<sub>c</sub></i> (K)
4,2(±0,1)	20	0,23(±0,01)	0,966 ≈ 1	85

O princípio de funcionamento deste sistema depende então da leitura e análise dos valores apresentados pelos três sensores de campo, para uma situação em que são criadas as condições existentes na ocorrência de um fenómeno de *quench* real. Quando este fenómeno ocorre o material nesse local degrada-se, resultando na formação de pontos quentes (desequilíbrio resistivo).

A variação da corrente na fita afectada obriga a uma redistribuição de correntes (ver Figura 3.1), que consequentemente resulta em desequilíbrios no campo magnético. A leitura do campo de indução magnética, levada a cabo pelos sensores de Hall, permite então detectar atempadamente a ocorrência ou não de um *quench* no sistema.

Para além disso, os sensores colocados nas fitas supercondutoras têm ainda a funcionalidade de determinar qual das fitas foi afectada, para uma protecção mais rápida e eficaz.

---

<sup>36</sup> As medidas apresentadas não contemplam a camada isolante (15µm).

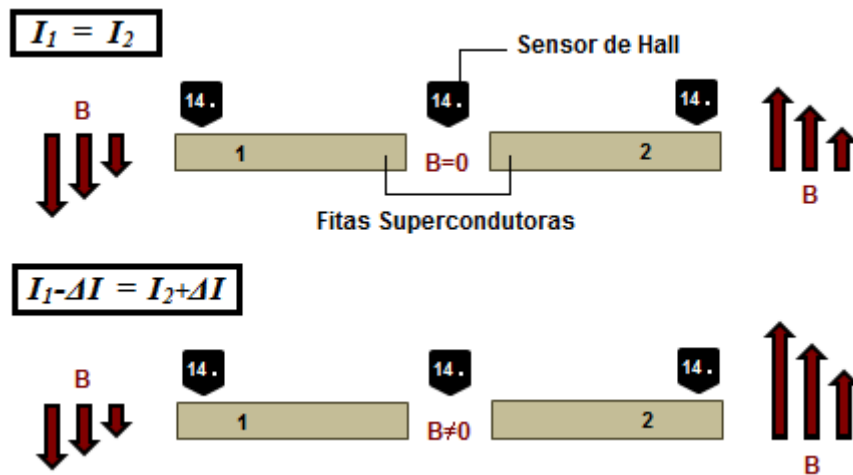


Figura 3.1 Representação de um corte transversal nas fitas supercondutoras.

No topo da Figura 3.1 está representada uma situação de equilíbrio entre a corrente na fita 1 ( $I_1$ ) e a corrente na fita 2 ( $I_2$ ), em que o campo entre fitas é totalmente compensado ( $B = 0$ ). Na metade inferior (situação de desequilíbrio) é evidenciada a influência da redistribuição de correntes sob o campo de indução magnética. Este na extremidade da fita afectada diminui, enquanto na fita 2 sofre um aumento. Entre fitas, é possível verificar que o campo deixou de ser nulo, devido à descompensação da sua componente perpendicular (totalmente anulada em  $I_1 = I_2$ ). De notar ainda que o termo  $\Delta I$  representa a variação de corrente nas fitas, em caso de desequilíbrio resistivo.

A configuração do sistema desenvolvido é exibida na Figura 3.2, onde são apresentados os componentes do sistema e suas dimensões. Na figura é visível a disposição das fitas (lado a lado) no sistema, bem como os terminais em malha de cobre soldados às extremidades, com o intuito de facilitar a alimentação adequada das fitas supercondutoras. O posicionamento dos sensores de Hall é também evidenciado no esquema apresentado de seguida.

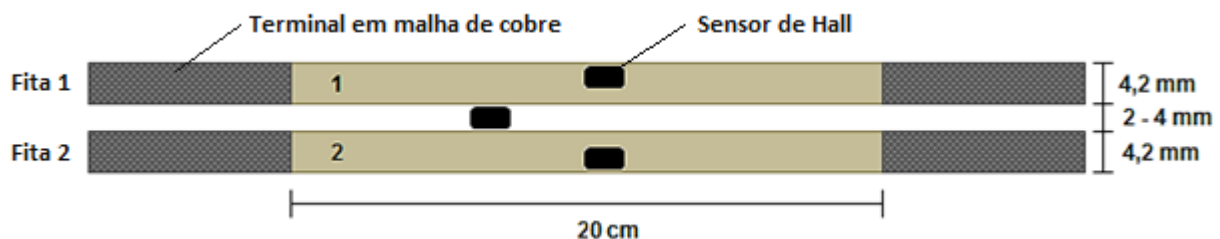


Figura 3.2 Representação do sistema de detecção de *quench* baseado em campo magnético.

Note-se que a representação exibida não se encontra desenhada à escala.

## 3.2. Simulação do Sistema

O sistema foi simulado recorrendo à ferramenta de elementos finitos Flux2D. Este programa permite fazer uma análise electromagnética do comportamento dos supercondutores utilizados. Nesta secção são apresentados e discutidos os resultados das simulações efectuadas, de forma a avaliar a exequibilidade do método proposto.

### 3.2.1. Dimensionamento

Inicialmente é necessário definir a geometria das fitas supercondutoras e as restantes regiões que completam o sistema. Com o intuito de avaliar a forma e natureza dos componentes presentes no modelo é gerada a rede de elementos finitos (ver Figura 3.4), vulgarmente designada por *mesh*. Outro passo importante na criação do modelo do sistema é a definição do tipo de material associado a cada uma das figuras geométricas projectadas. Por fim, são atribuídos os valores de correntes pretendidos a cada uma das fitas, e definidas as condições limite do sistema. Na Figura 3.3 encontra-se representada a geometria projectada no Flux2D, apresentando as suas dimensões e regiões definidas.

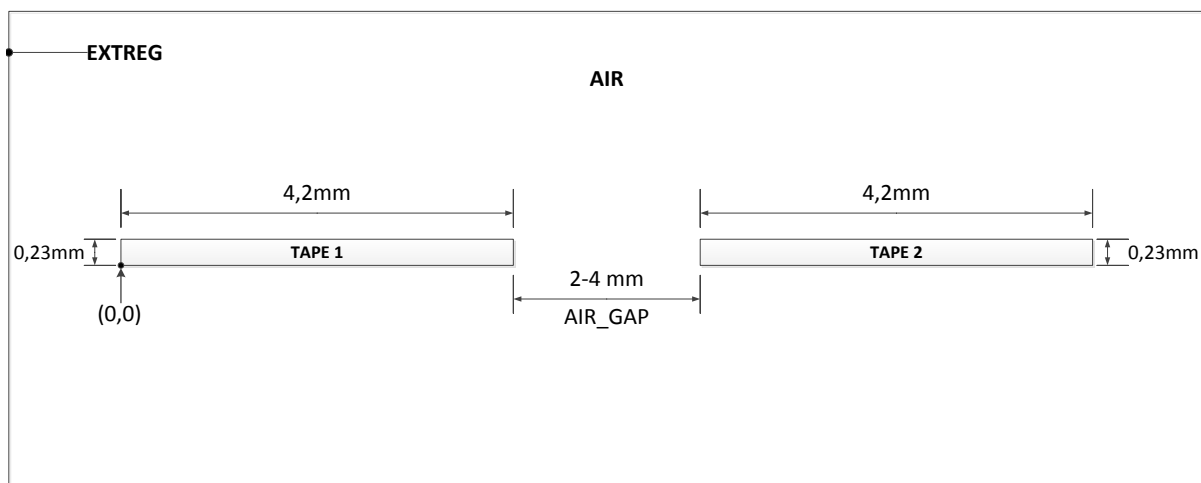
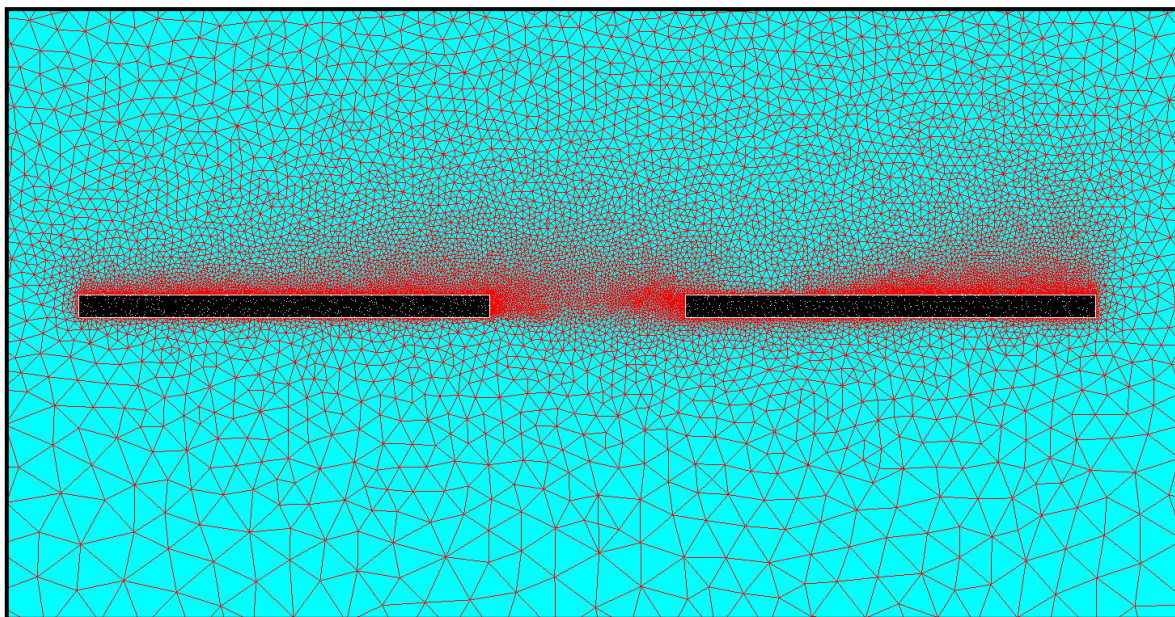


Figura 3.3 Modelo geométrico do sistema de detecção de *quench*.

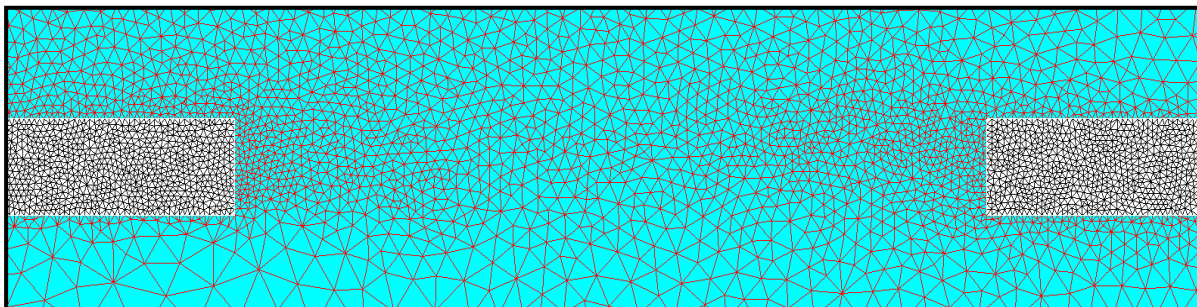
Importante referir que a Figura 3.3 não se encontra à escala, e como tal a linha limite do domínio computacional “*EXTREG*” é apenas apresentada meramente com carácter ilustrativo, sendo que no modelo simulado esta encontra-se adequadamente distanciada das fitas supercondutoras. A linha referida é caracterizada por um fluxo magnético de 0 Wb (condição fronteira<sup>37</sup>). De salientar ainda que a região denominada por “*AIR*”, atribuída ao espaço entre fitas e ao espaço envolvente contém as propriedades do vácuo.

<sup>37</sup> Condição indispensável para a análise paramétrica executada pelo Flux2D.



**Figura 3.4 Representação da rede do domínio computacional definida.**

A rede de elementos finitos presente na Figura 3.4 foi redefinida de acordo com a intensidade das zonas de campo magnético, apresentando uma qualidade de elementos a rondar os 99%. Para uma melhor percepção da rede gerada é apresentada na Figura 3.5 uma imagem detalhada da região entre fitas supercondutoras, designada por “AIR\_GAP”.



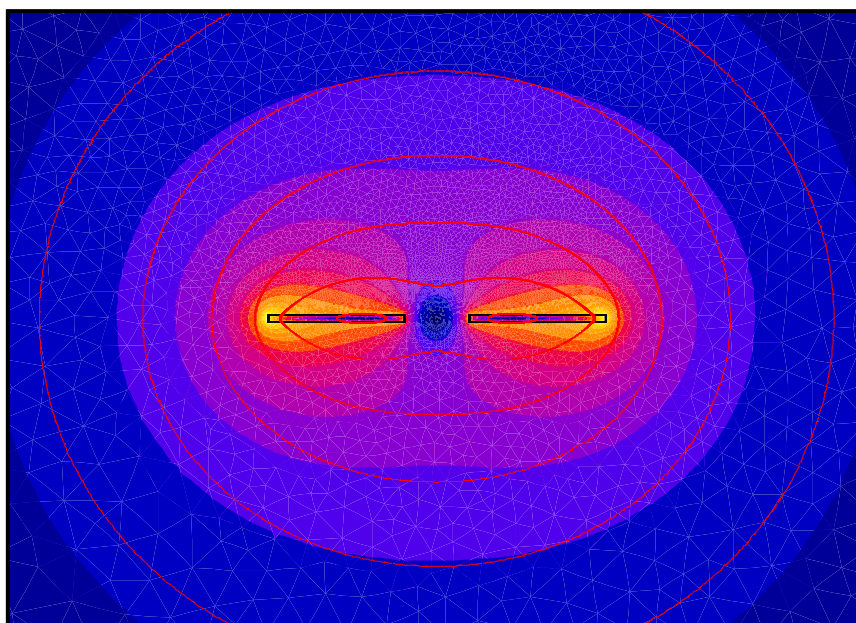
**Figura 3.5 Mesh gerada no espaçamento entre fitas supercondutoras.**

### **3.2.2. Resultados e Análise**

Após definido o modelo do sistema, seguiu-se a resolução do problema usando o processo iterativo do Solver\_2D, parte integrante do programa Flux. Os resultados obtidos foram posteriormente analisados e tratados por outra ferramenta Flux, o PostPro\_2D.

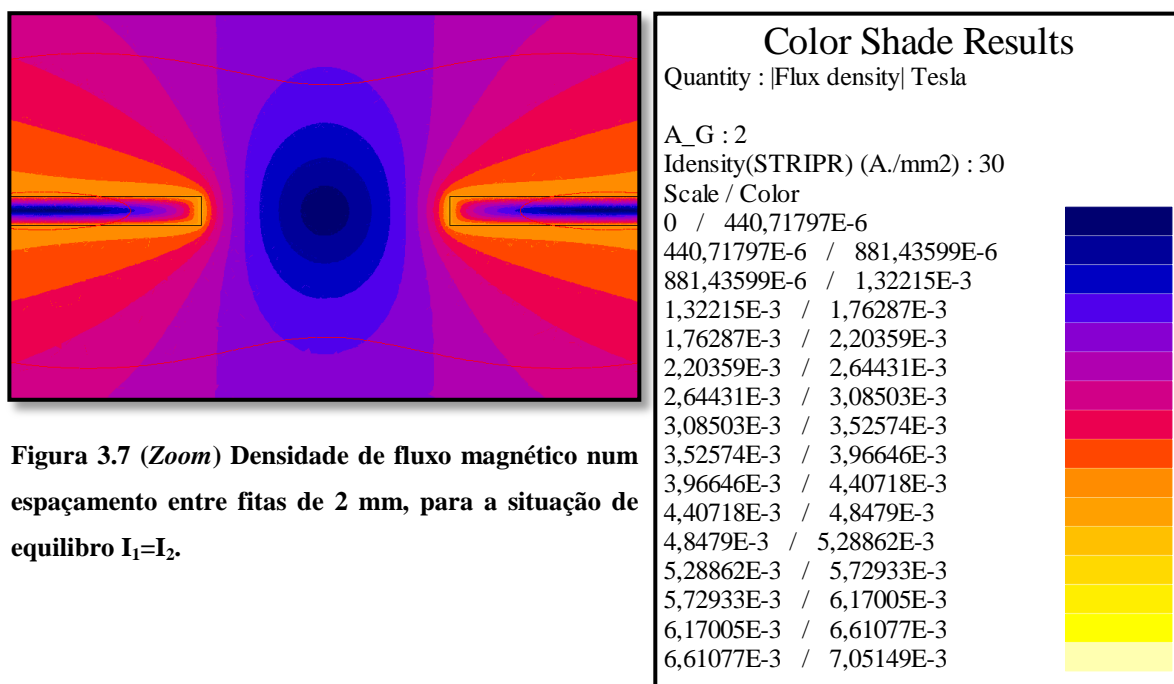
Na Figura 3.5 são apresentadas as linhas equipotenciais que dão ênfase à direcção do campo magnético e suas áreas de concentração. Esta representação permite verificar se a rede de elementos finitos é apropriada e ainda se os limites do sistema estão bem dimensionados, sendo assim um elemento indispensável para aferir a precisão dos resultados obtidos.





**Figura 3.6 Disposição das linhas equipotenciais (em Weber) e densidades (em Tesla) de fluxo magnético.**

través das densidades de campo magnético obtidas para a situação de equilíbrio  $I_1=I_2=30$  A (ver Figura 3.6), é possível concluir, tal como era expectável, que o campo de indução magnética diminui à medida que a distância às fitas aumenta. O campo é mais intenso nas extremidades opostas ao espaço entre fitas, anulando-se ao longo de uma linha média à mesma distância das duas fitas supercondutoras (ver Figura 3.7). Facto este que vem comprovar os princípios básicos do método de detecção proposto nesta dissertação.

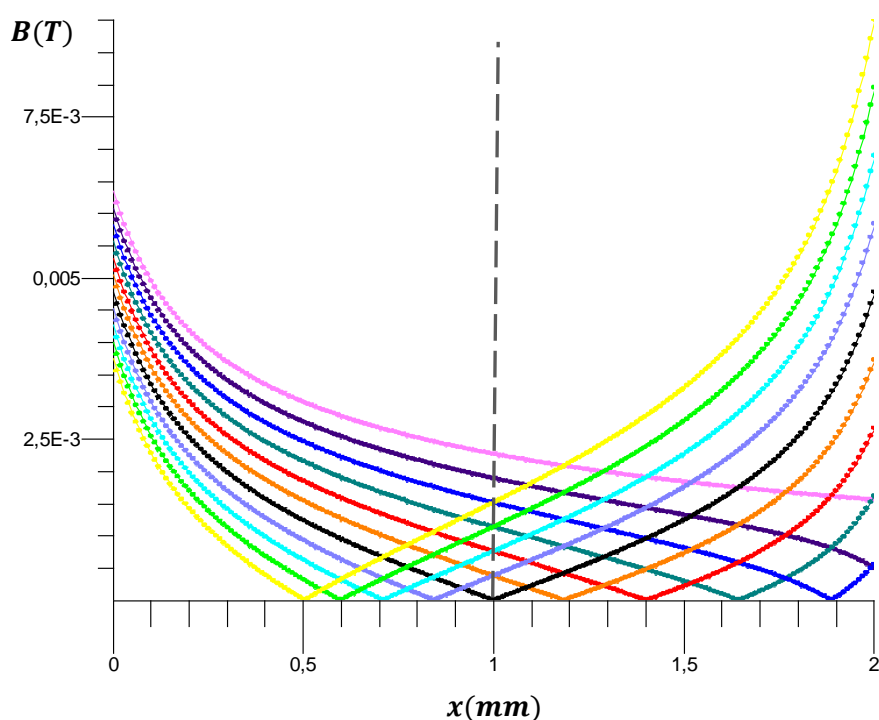


**Figura 3.7 (Zoom) Densidade de fluxo magnético num espaçamento entre fitas de 2 mm, para a situação de equilíbrio  $I_1=I_2$ .**

**Figura 3.8 Densidade de fluxo magnético ao longo do modelo e respectiva escala de cor.**

Tal como referido ao longo do trabalho, o campo de indução magnética entre fitas supercondutoras depende do equilíbrio entre as correntes das mesmas. Assim, nas figuras seguintes é apresentada, para os diferentes valores parametrizados de corrente, a variação da densidade de fluxo magnético ( $B$ ) ao longo do espaçamento entre fitas ( $x$ ). Para tal, atribuiu-se uma corrente constante de 30 A à fita 1 variando a corrente de transporte da fita 2 num intervalo de  $[0,50]$  A.

Para um espaçamento entre fitas de 2 mm obtiveram-se os resultados presentes na Figura 3.8. Na tabela 3.2 são apresentados os valores de  $B$  ao longo da linha média entre as fitas, marcada no gráfico a tracejado cinzento.



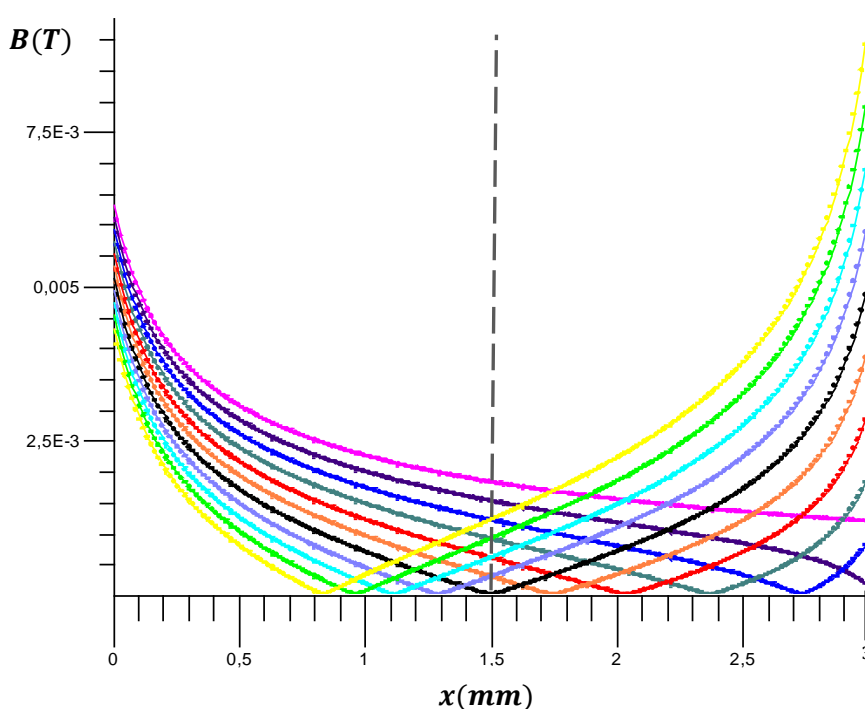
**Figura 3.9** Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 2mm *versus* correntes parametrizadas. As correntes associadas a cada uma das curvas podem ser consultadas na Tabela 3.2.

**Tabela 3.2** Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente.

<i>Curva</i>	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$B$ (mT)	<i>Curva</i>	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$B$ (mT)
	30	0	2,27		<b>30</b>	<b>30</b>	<b>0,01 <math>\approx</math> 0</b>
	30	5	1,89		30	35	0,37
	30	10	1,51		30	40	0,75
	30	15	1,14		30	45	1,13
	30	20	0,76		30	50	1,51
	30	25	0,38				

Analisando os resultados expostos na Tabela 3.2 confirma-se mais uma vez o princípio de funcionamento do sistema projectado. O campo de indução magnética à distância de 1 mm das duas fitas (linha média), na situação de referência  $I_1=I_2=30$  A (curva preta), exibe um valor muito próximo do zero. Tal facto já não é válido para as situações de desequilíbrio entre as correntes de transporte, em que quanto maior for a diferença entre a corrente na fita 1 e na fita 2, maior é a intensidade do campo de indução magnética.

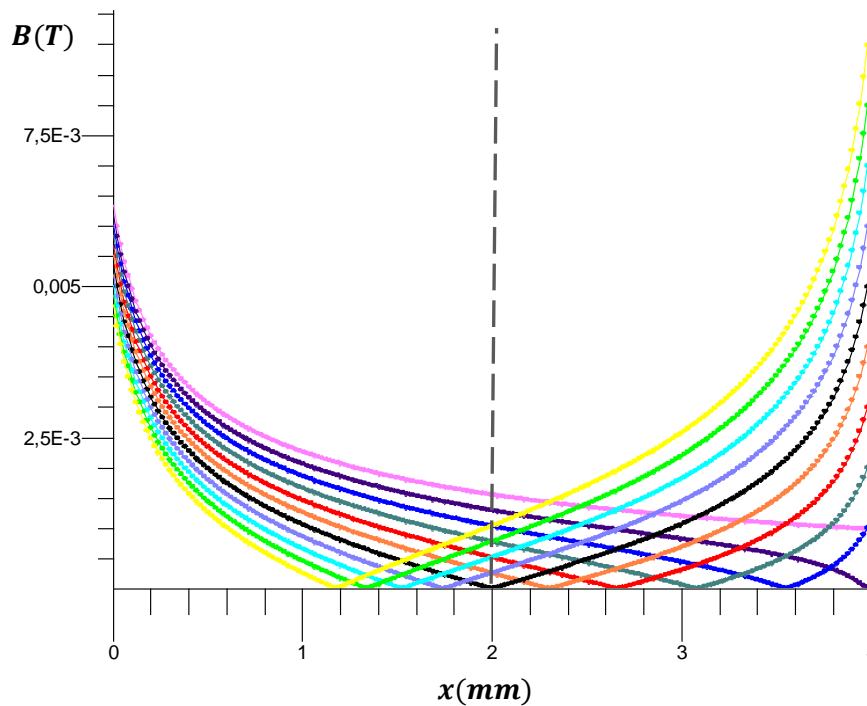
Com o objectivo de confirmar o comportamento do sistema observado para um espaçamento entre fitas de 2 mm, procederam-se a novas simulações, desta feita para situações em que as fitas distam 3 ou 4 mm uma da outra. Os resultados referidos são disponibilizados de seguida.



**Figura 3.10** Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 3mm *versus* correntes parametrizadas.







**Tabela 3.3** Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente.






Curva	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$B$ (mT)	Curva	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$B$ (mT)
	30	0	1,89		<b>30</b>	<b>30</b>	<b>0,02 <math>\approx</math> 0</b>
	30	5	1,53		30	35	0,31
	30	10	1,22		30	40	0,62
	30	15	0,92		30	45	0,92
	30	20	0,61		30	50	1,23
	30	25	0,30				



**Figura 3.11** Representação gráfica da densidade de fluxo magnético para uma distância entre fitas de 4mm *versus* correntes parametrizadas.

**Tabela 3.4** Densidades de fluxo magnético ao longo da linha longitudinal média entre fitas, para os diferentes valores parametrizados de corrente.

<i>Curva</i>	$I_1 (A)$	$I_2 (A)$	$B (mT)$
	30	0	1,55
	30	5	1,29
	30	10	1,03
	30	15	0,75
	30	20	0,52
	30	25	0,26

<i>Curva</i>	$I_1 (A)$	$I_2 (A)$	$B (mT)$
	<b>30</b>	<b>30</b>	<b>0,02 <math>\approx</math> 0</b>
	30	35	0,26
	30	40	0,52
	30	45	0,78
	30	50	1,04

Comparando os resultados obtidos para as três distâncias entre fitas consideradas (2,3 ou 4 mm), verifica-se um decréscimo do valor do campo de indução magnética à medida que a distância entre fitas aumenta, como é visível nas Tabelas 3.2, 3.3 e 3.4.

Por motivos de gestão do espaço físico do sistema, na implementação prática as fitas supercondutoras foram posicionadas com um espaçamento de 3 mm, sendo que os resultados alcançados para esta disposição do sistema servirão de base comparativa para os resultados experimentais.

### 3.3. Síntese e Conclusões

Capítulo essencial para a compreensão do trabalho desenvolvido, uma vez que neste é descrito o modelo do sistema proposto, o seu princípio de funcionamento e todos os seus condicionantes. É também nesta parte do documento que se procedeu à apresentação das simulações realizadas, recorrendo à ferramenta de elementos finitos Flux2D.

Analisando os resultados obtidos comprovou-se a exequibilidade do método proposto, bem como a sua simplicidade no âmbito da detecção de *quench*, quando comparado com os restantes métodos introduzidos anteriormente.



## 4. Implementação do Protótipo

Neste capítulo é explicado o processo de desenvolvimento do protótipo concebido, bem como todos os seus componentes essenciais. São ainda discutidos os resultados experimentais obtidos, sem esquecer que o objectivo do sistema proposto é ser introduzido em aplicações de maior complexidade, onde estará sujeito a ambientes mais adversos do que o verificado em contexto laboratorial.

### 4.1. Sensores de Hall

A leitura de campo magnético é um dos princípios mais relevantes deste trabalho, como tal é necessário assegurar o bom funcionamento dos sensores que a possibilitam. Como ilustrado na Figura 3.11 os sensores de Hall utilizados neste trabalho (modelo KSY14 da Infineon Technologies) têm quatro terminais (consultar Anexo 1), os terminais S1 e S2 através dos quais é fornecida a corrente necessária para alimentar as sondas, e os terminais S3 e S4 a partir dos quais se obtém a tensão de Hall que depois de amplificada permite efectuar a ligação à placa de aquisição de dados, que por sua vez transmite os sinais recolhidos a uma unidade central de processamento (PC).

Para a adaptação da tensão de Hall à placa de aquisição de dados foi necessário implementar um circuito amplificador/limitador para cada sensor presente no sistema, para possibilitar uma leitura individualizada. Tal facto não se verificou para a fonte de corrente, que é suficiente para alimentar os três sensores em série com uma corrente de 5 mA.

O diagrama de blocos do circuito completo para a leitura de campo magnético de um sensor de Hall é apresentado na Figura 4.1.

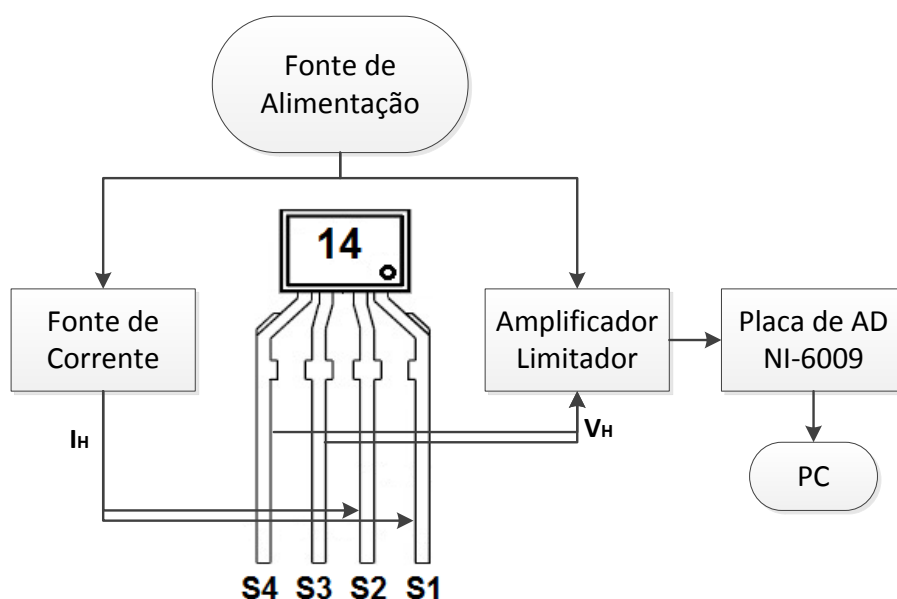


Figura 4.1 Diagrama de blocos relativo ao funcionamento do sensor de Hall KSY14.

Para além dos blocos já explicados acima, é ainda de assinalar o bloco denominado por “fonte de alimentação”, que tal como o seu nome indicia, alimenta o circuitos da fonte de corrente e de adaptação da tensão de Hall às características de entrada da placa de aquisição de dados.

#### 4.1.1. Fonte de Corrente

Tendo em conta as especificações do modelo de sensores de Hall utilizados para a leitura de campo magnético, houve a necessidade de implementar uma fonte capaz de fornecer uma corrente constante de 5 mA. Esta corrente, necessária para alimentar cada sensor, foi garantida implementando o circuito da Figura 4.2.

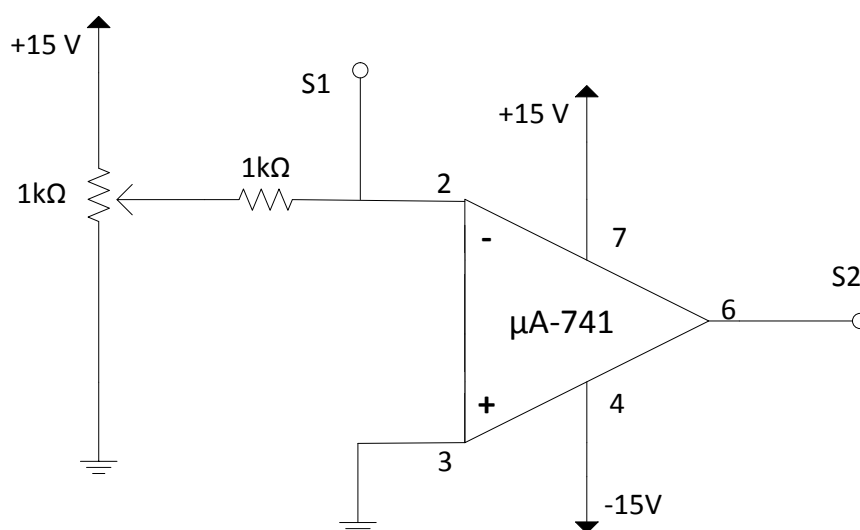


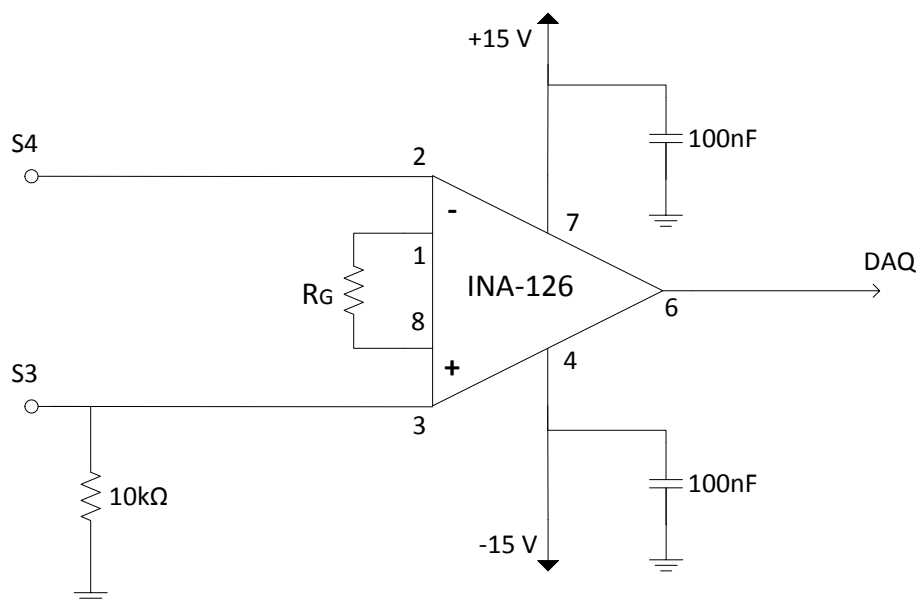
Figura 4.2 Diagrama esquemático da fonte de corrente para a sonda de Hall.

Para implementar o circuito exibido, foi necessário recorrer a um amplificador operacional  $\mu A-741$  (*datasheet* presente no Anexo 2) em configuração de inversor, com o sensor a ser ligado no ramo de realimentação. O amplificador em causa é alimentado a uma tensão contínua de  $\pm 15$  V, fornecida pela fonte de alimentação. De notar ainda que o circuito implementado tem na sua entrada um divisor de tensão, que possibilita ajustar a corrente de saída do circuito para 5 mA, valor necessário para alimentar os sensores de Hall presentes no sistema de detecção de *quench*.

#### 4.1.2. Circuito de Adaptação da Tensão de Hall

A informação proveniente dos sensores de Hall do sistema é enviada para um bloco de aquisição de dados, como já foi ilustrado na Figura 4.1, para permitir o seu processamento. Para tal, é necessário adaptar a tensão de Hall proveniente das saídas S2 e S4 do sensor à entrada da placa de aquisição de dados. É neste contexto que é implementado o circuito da Figura 4.3. Este circuito amplifica o sinal de saída aos terminais do sensor para o valor de tensão requerido pela entrada da placa de aquisição de dados.





**Figura 4.3** Circuito de adaptação da tensão de Hall às especificações da placa de aquisição de dados.

O circuito de adaptação é então composto por um amplificador de instrumentação INA-126 (especificações no Anexo 3), que para fornecer os  $\pm 5$  V à saída, necessita de estar dimensionado para um ganho de 20. Assim é necessário colocar uma resistência  $R_G$  de  $5333 \Omega$  entre os terminais 1 e 8 do amplificador. Esta resistência foi implementada a partir de uma resistência variável de  $1 \text{ k}\Omega$ , ajustada para o efeito, em série com uma resistência fixa de  $4,7 \text{ k}\Omega$ .

De forma a compensar o nível de rejeição em modo comum (CMRR<sup>38</sup>) do amplificador, o terminal 3 é ligado à terra através de uma resistência de  $10 \text{ k}\Omega$ . Para eliminar o ruído presente no sinal de alimentação do amplificador são ainda conectados dois condensadores de  $100 \text{ nF}$  em paralelo com os terminais 4 e 7.

## 4.2. Aquisição de Dados

A leitura da tensão de Hall proveniente do circuito de adaptação é efectuada por uma placa de aquisição de dados National Instruments NI-6009, ilustrada na Figura 4.4. Esta placa de 14 bits e taxa máxima de amostragem de 48000 amostras por segundo, possui 8 entradas analógicas ou 4 diferenciais, 2 saídas analógicas e 12 canais digitais que dependendo da configuração podem ser utilizados como entrada ou saída.

<sup>38</sup> Acrónimo para *Common Mode Rejection Ratio* ou Razão de Rejeição de Modo Comum. Quando dois sinais da mesma amplitude, frequência e fase são aplicados às entradas (inversora e não inversora) de um amplificador é suposto cancelarem-se, rejeitando qualquer sinal à saída. Na prática, os amplificadores nem sempre têm essa capacidade de rejeição, verificando-se por vezes o aparecimento de um pequeno sinal na saída.



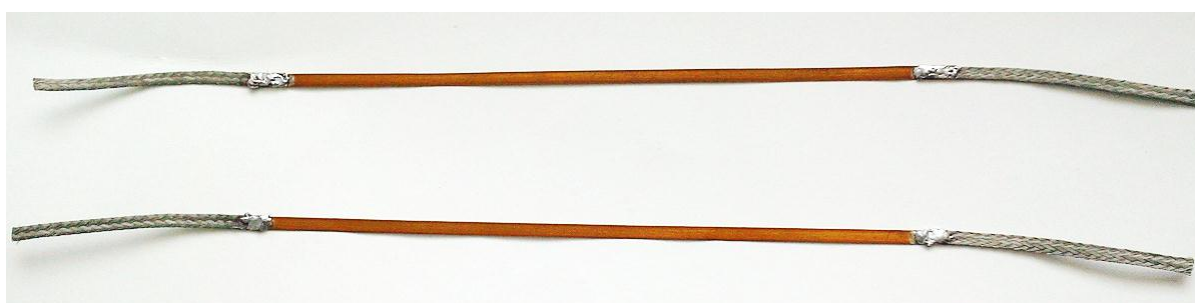
**Figura 4.4** Placa de aquisição de dados NI-6009 da National Instruments.

Este dispositivo é compatível com a ferramenta LabView, à qual se recorreu para o tratamento de dados. Para completar o sistema desenvolvido, é necessário ainda uma unidade central (PC) que processe a informação recolhida pelos sensores de campo magnético.

### **4.3. Sistema de Detecção**

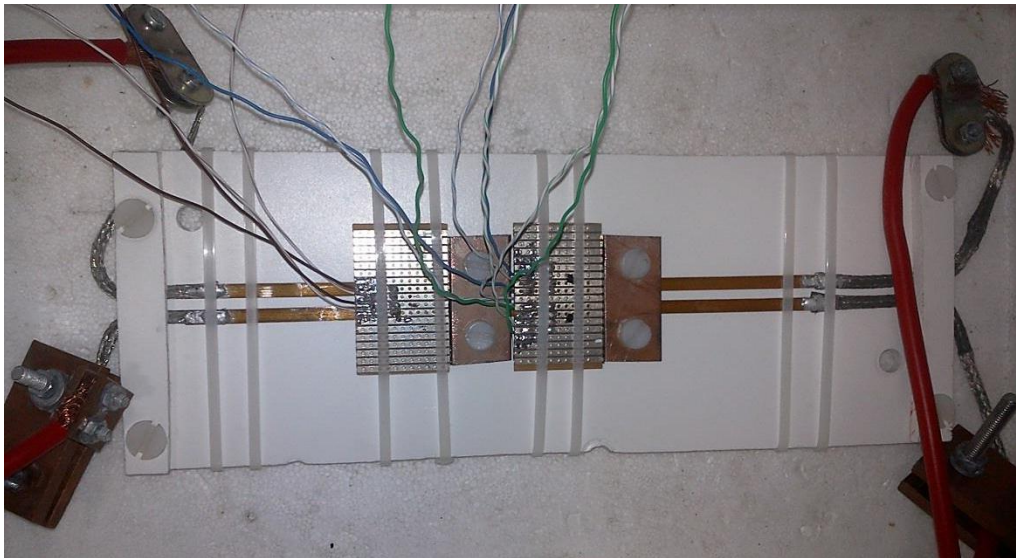
De seguida serão apresentados os aspectos construtivos do sistema de detecção de *quench* já introduzido na secção 3.1. Para a construção do protótipo utilizaram-se duas fitas supercondutoras em Bi-2223 com 20 cm de comprimento.

Tendo em conta que o método experimental depende da aplicação de correntes relativamente elevadas nos supercondutores presentes no sistema, houve a necessidade de preparar a fita para este facto. Assim, foram soldados a estanho os terminais que efectuem a ligação entre a fita supercondutora (com 20 cm de comprimento) e a fonte de alimentação (ver Figura 4.5).



**Figura 4.5** Preparação das fitas supercondutoras para os ensaios experimentais.

Preparadas as fitas supercondutoras, seguiu-se a montagem das mesmas numa base adequada, onde são fixas à distância de 3 mm, como é ilustrado na Figura 4.6. Posteriormente foram colocados os sensores de Hall, para a leitura de campo magnético em pontos estratégicos do sistema.



**Figura 4.6** Instalação das fitas supercondutoras e respectivo equipamento de leitura numa base de protecção apropriada. De notar ao centro da imagem as placas de circuito electrónico onde são soldados os sensores de Hall KSY14.

#### **4.4. Resultados e Análise**

Apesar da concordância verificada entre a metodologia proposta e os resultados provenientes das simulações realizadas, é indispensável a validação do sistema desenvolvido num âmbito experimental. Assim, foram realizados os ensaios necessários para comprovar se o comportamento do sistema em termos práticos é consonante com o exibido numa perspectiva virtual.

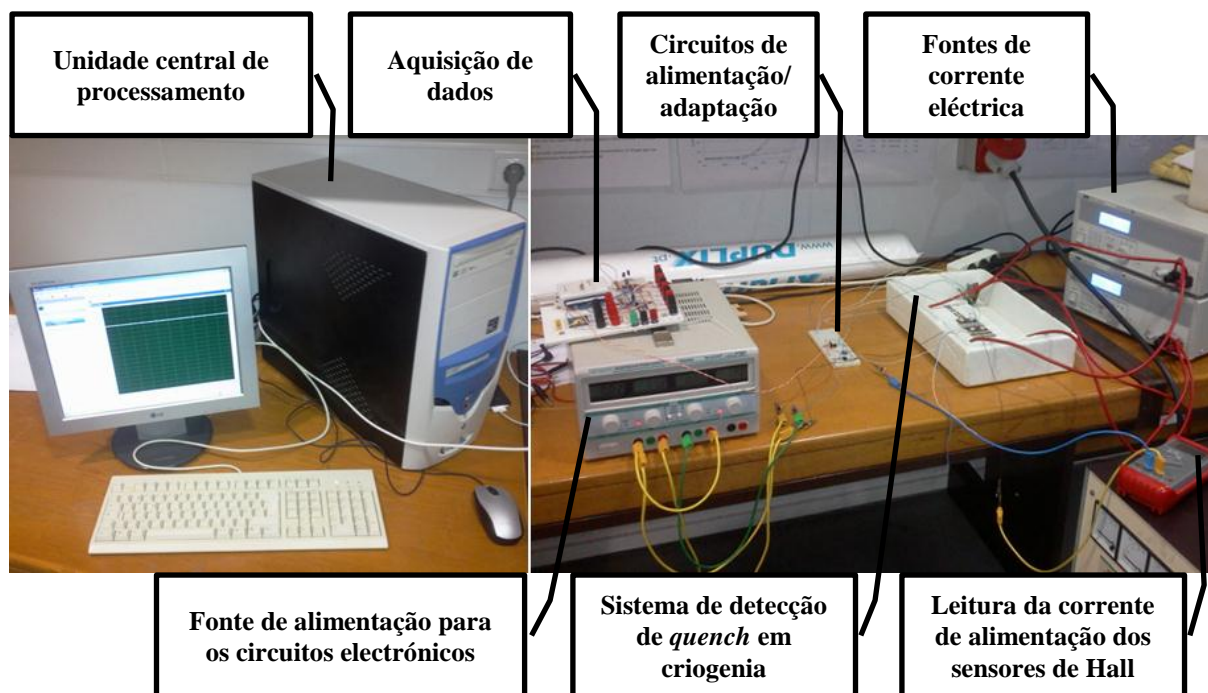
##### **4.4.1. Ensaio 1: Desequilíbrio de Correntes, Ausência de *Quench***

Relativamente ao primeiro ensaio realizado, este tem o intuito de observar o comportamento do sistema, quando sujeito a variações nas correntes de transporte das fitas supercondutoras. Para tal, parte-se assim de uma situação de equilíbrio, em que as correntes introduzidas inicialmente têm o mesmo valor, e procede-se de seguida a uma variação progressiva do valor de corrente de uma delas, mantendo a outra num valor constante (valor inicial).

Com este processo é possível analisar os valores de campo magnético lidos pelos sensores presentes no sistema, comprovando a influência que o desequilíbrio de correntes nas fitas, tem sobre o campo magnético gerado entre elas.

Para a realização do presente ensaio, o sistema completo é imerso em azoto líquido, líquido criogénico essencial para manter as fitas supercondutoras abaixo da sua temperatura crítica.

A montagem realizada para o ensaio em estudo é apresentada na Figura 4.7.



**Figura 4.7** Montagem experimental para análise da variação campo magnético, numa situação de desequilíbrio de correntes, sem pontos quentes.

Tal como referenciado anteriormente, estabelece-se então uma situação de equilíbrio, garantindo duas correntes iguais em cada fita, neste caso uma corrente de 30 A. Posteriormente, varia-se a corrente na fita 2 num intervalo de [0-50] A, mantendo a fita 1 à corrente constante inicial de 30 A.

No decorrer deste processo os valores de tensão de Hall,  $U_H$ , lidos em cada um dos sensores presentes no sistema, são enviados para uma unidade central de processamento (PC) recorrendo à placa de aquisição de dados NI-6009. Tendo em conta, a impossibilidade de calibrar os sensores por defeito do gaussímetro disponível para esse efeito, seguiu-se a abordagem explicada de seguida. A partir dos valores de tensão de Hall obtidos e com base na relação 4.1, são obtidas as densidades de fluxo magnético,  $B$ , apresentadas na Tabela 4.1.

$$B = \frac{U_H}{I} \times \frac{a}{R_H} \quad (4.1)$$

Onde  $a$  e  $I$  representam a espessura e corrente de alimentação do sensor de Hall, respectivamente, e  $R_H$  o coeficiente de Hall ( $\text{m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ ). Sabendo que esta grandeza ( $R_H$ ) é dada por

$$R_H = \frac{1}{ne} \quad (4.2)$$

substituindo em 4.1, obtém-se a expressão final utilizada na conversão das tensões de Hall para densidades de campo magnético.

$$B = \frac{U_H}{I} nea \quad (4.3)$$

Na relação 4.3, para além das grandezas já explicadas atrás, estão ainda presentes a carga do electrão,  $e$ , e o número de portadores de carga presentes no sensor de Hall,  $\Delta n$ , que é calculado a partir das expressões seguintes:

$$\Delta n = \frac{\Delta Q}{e} \quad (4.4)$$

$$\Delta Q = I \times \Delta t \quad (4.5)$$

a carga eléctrica  $\Delta Q$  (C) que atravessa o sensor de Hall ao longo do tempo  $\Delta t$  (s) em que este é alimentado é dada pela relação 4.5. Substituindo  $\Delta Q$  em 4.4 é então possível calcular o número de portadores de carga presentes no sensor de Hall para as medições realizadas. Por fim, a expressão completa para obtenção do campo de indução magnética é apresentada na equação 4.6.

$$B = U_H \times \Delta t \times a \quad (4.6)$$

Da realização deste ensaio retiraram-se os resultados disponibilizados na Tabela 4.1.

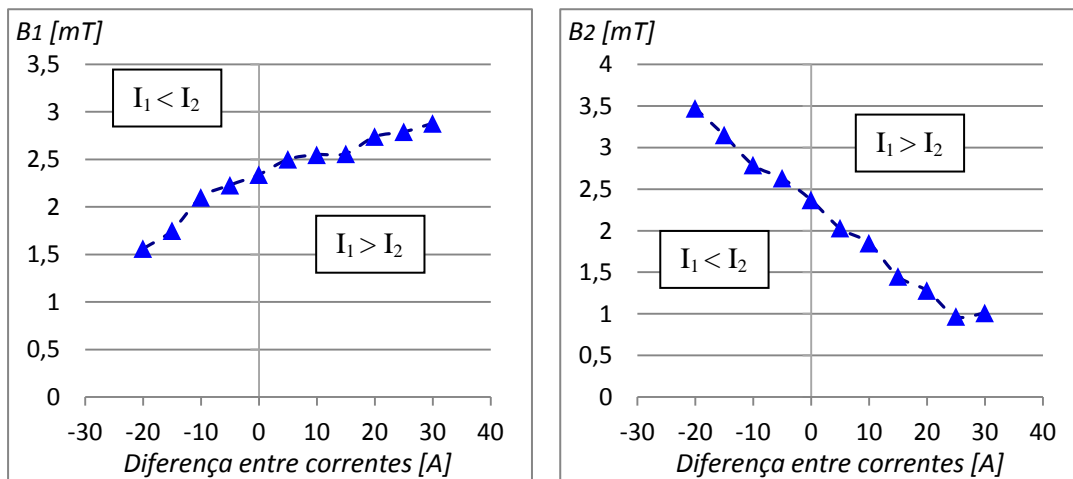
**Tabela 4.1 Densidades de fluxo magnético lidas pelos diversos sensores de campo, para as diferentes correntes de alimentação.**

Correntes		Sensor entre fitas	Sensor fita 1	Sensor fita 2
$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$B_0$ (mT)	$B_1$ (mT)	$B_2$ (mT)
30	0	1,84	2,88	1,01
30	5	1,51	2,79	0,97
30	10	1,16	2,74	1,28
30	15	0,83	2,56	1,45
30	20	0,51	2,55	1,85
30	25	0,16	2,50	2,03
30	30	0,09	2,34	2,37
30	35	0,29	2,23	2,63
30	40	0,50	2,10	2,79
30	45	0,84	1,75	3,15
30	50	1,41	1,56	3,47

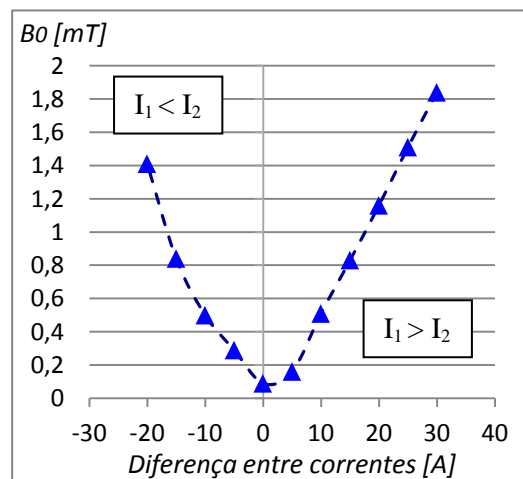
Os resultados alcançados possibilitam assim a validação prática dos princípios de funcionamento do sistema esperados teoricamente. Relativamente às leituras do sensor posicionado entre as fitas supercondutoras, é possível observar que, tal como seria expectável, as densidades de campo magnético aumentam com o desequilíbrio de correntes entre as fitas 1G, sendo que o valor máximo é obtido para a situação onde se verifica a maior diferença entre correntes ( $I_1=30$  A e  $I_2=0$  A), enquanto

o valor mínimo é alcançado para a situação de equilíbrio ( $I_1=I_2=30$  A) em que o campo de indução magnética é praticamente nulo.

Os sensores estrategicamente colocados sobre cada fita atestam a validade do sistema implementado, já que os valores provenientes das suas leituras são concordantes com os obtidos via simulações. Para mais detalhes acerca da comparação entre dados reais e simulados consultar a secção 4.4.3. Os gráficos presentes nas figuras seguintes fornecem uma melhor percepção da variação do campo de indução magnética com o desequilíbrio entre as correntes das fitas.



a) Leituras do sensor instalado na fita 1. b) Leituras do sensor instalado na fita 2.



c) Leituras do sensor instalado entre fitas.

**Figura 4.8 Densidade de fluxo magnético vs desequilíbrio de correntes lidas nos diversos sensores de Hall.**

Comparando os resultados provenientes dos dois sensores de Hall, posicionados sobre as fitas supercondutoras, apura-se que os valores lidos são opostos, à excepção do ponto de intersecção entre as duas curvas, onde se verifica o equilíbrio de correntes (situação  $I_1 = I_2 = 30$  A presente na Tabela 4.1).

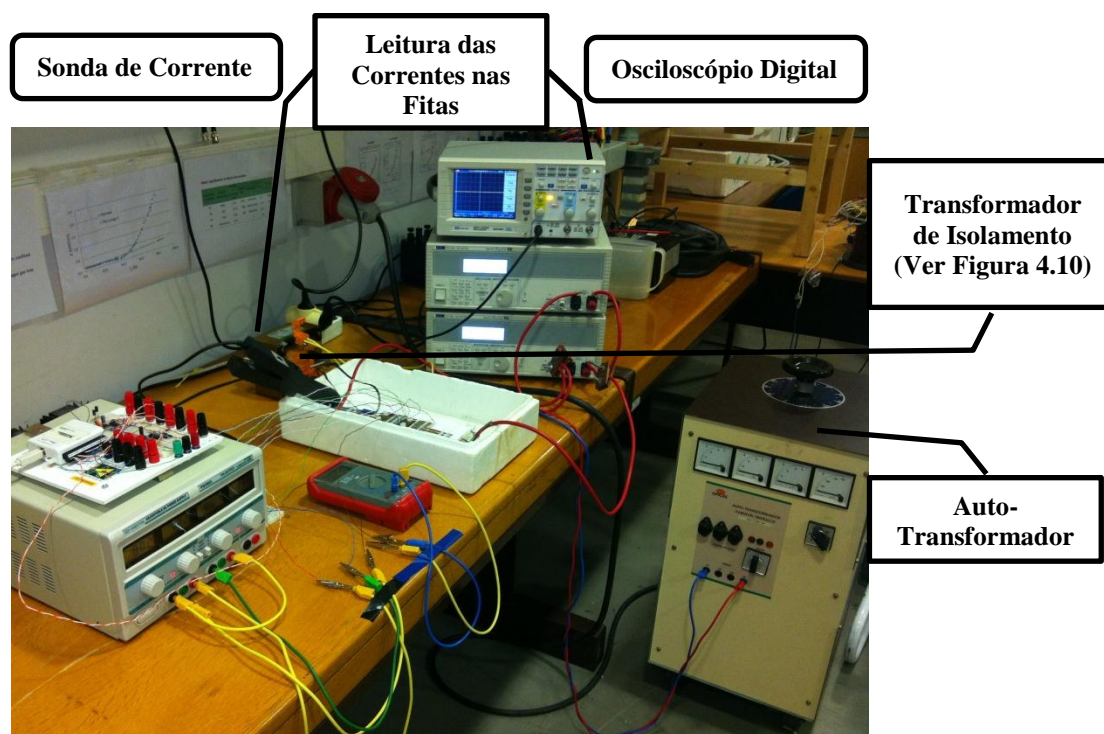


Por outras palavras, é visível tanto na Figura 4.8 como na Tabela 4.1 que, à medida que o campo de indução magnética fica mais intenso numa das fitas vai diminuindo de intensidade na fita contrária, graças ao fenómeno de redistribuição de correntes já abordado nas secções anteriores. No gráfico c) da Figura 4.8 é claro o comportamento do campo de indução magnética entre fitas supercondutoras. Este campo, tal como explicado acima, anula-se perante uma situação de equilíbrio e aumenta de intensidade com o acréscimo da diferença de correntes entre as fitas.

#### 4.4.2. Ensaio 2: Simulação de um *Quench*

No segundo ensaio, em que é feita a análise do comportamento do sistema face a um fenómeno real de *quench*, é simulado o aparecimento de um ponto quente numa das fitas supercondutoras. Tal como no primeiro ensaio, esta análise é feita com base na leitura de campo magnético efectuada pelos sensores de Hall.

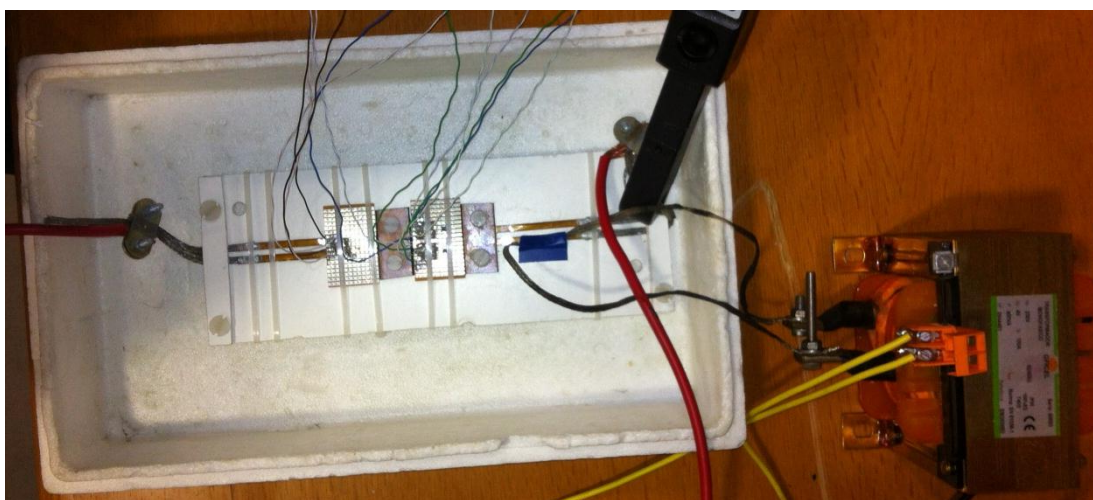
Uma vez mais, o sistema é imerso em azoto líquido de forma a manter as suas propriedades supercondutoras intactas, o que também atrasa a propagação das zonas normais (resistivas), e consequente alastramento de pontos quentes. Na Figura 4.9 são assinalados os equipamentos adicionados à montagem para a realização do segundo ensaio.



**Figura 4.9** Montagem experimental para análise da variação campo magnético face a um fenómeno de *quench*.

No caso particular deste ensaio, a situação de equilíbrio inicial não é desfeita deliberadamente, ao contrário do que acontece no ensaio 1. A alimentação das fitas supercondutoras é realizada em paralelo, com uma corrente total de 60 A que se divide pelas fitas de forma equilibrada, visando estudar a influência do aparecimento de um *hotspot* no campo de indução magnética.

Tendo em conta que o campo referido depende directamente do equilíbrio entre as correntes nas fitas, qualquer alteração nestas grandezas seria assim facilmente detectável. No entanto, como será perceptível mais à frente a simulação do aparecimento de um ponto quente localizado, nas fitas imersas em líquido criogénico, não se revelou tarefa fácil.



**Figura 4.10** Sistema de detecção de quench com equipamentos de leitura e aquecimento. De notar do lado esquerdo da imagem o posicionamento do *heater*<sup>39</sup> fixo ao sistema por fita isoladora.

As variações observadas no campo de indução magnética (ver Tabela 4.2) resultam agora da introdução de um *heater* sobre uma das fitas supercondutoras (ver Figura 4.10) e não do desequilíbrio de correntes provocado no ensaio estudado na secção anterior.

O *heater* consiste numa malha de cobre, semelhante à malha soldada nos terminais das fitas, atravessada por uma corrente que provoca o aquecimento daquele ponto específico do material. A corrente referida é fornecida recorrendo a um auto-transformador 0-400 V que aplica uma tensão variável aos enrolamentos do transformador de isolamento, que por sua vez permite aumentar a corrente que alimenta a malha de cobre.

Na Tabela 4.2 são apresentados os valores do campo de indução magnética para os três pontos de leitura, antes e depois da simulação de um *hotspot* no sistema.

---

<sup>39</sup> Aquecedor na terminologia portuguesa.



**Tabela 4.2** Leitura da densidade de fluxo magnético numa situação potencial de *quench*.

Condições iniciais				Sensor entre fitas	Sensor fita 1	Sensor fita 2
$I$ (A)	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	Heater	$B_0$ (mT)	$B_1$ (mT)	$B_2$ (mT)
60	30	30	desligado	0,05	2,27	2,29
60	30	30	ligado	0,21	2,41	2,20

Analisando os resultados obtidos para o presente ensaio, é possível verificar que a variação do campo de indução magnética em relação ao aumento de temperatura localizado foi menor do que o expectável.

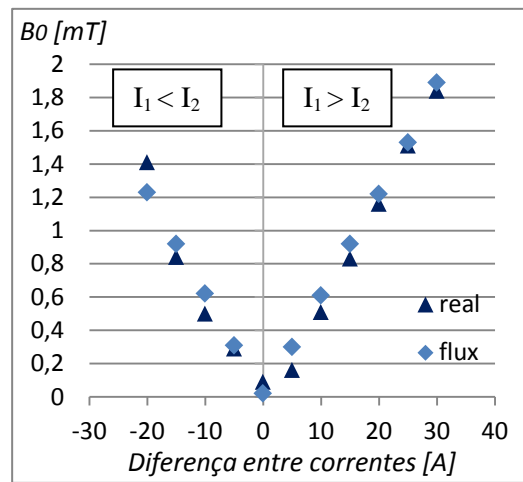
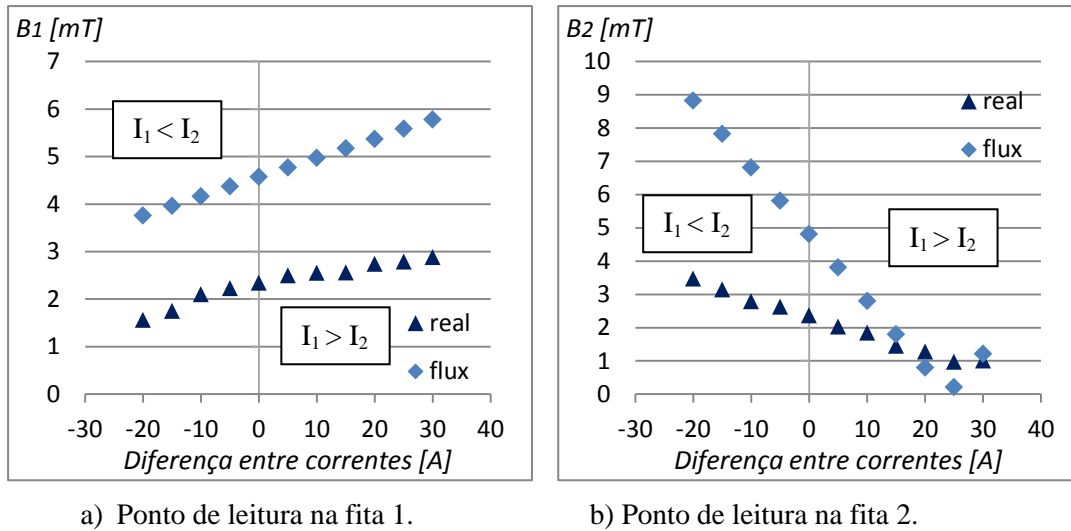
Apesar de alimentado por correntes na ordem dos 100 A, o *heater* utilizado mostrou-se incapaz de aquecer o suficiente, para desequilibrar consideravelmente as correntes das fitas supercondutoras. Isto deve-se essencialmente à temperatura do sistema quando imerso em azoto líquido. Assim, recorrendo a sondas de corrente observou-se que o desequilíbrio provocado pela introdução do *heater* no sistema era de entre 2 a 4 A, ou seja, aumentava no máximo 1 ou 2 A na fita 1, diminuindo aproximadamente na mesma proporção na fita em que o *heater* se encontra instalado.

De qualquer forma, as densidades de fluxo magnético registadas nos três pontos de leitura dos sensores de Hall certificam, uma vez mais, a validade do método de detecção proposto. No sensor entre fitas verifica-se um ligeiro aumento da densidade de fluxo magnético quando o *heater* se encontra ligado. Também os valores obtidos pelos sensores sobre as fitas supercondutoras permitem observar o aumento do desequilíbrio de correntes, causado pelo aquecimento localizado de uma das fitas do sistema.

#### 4.4.3. Simulações vs Dados Reais

Nesta secção é efectuada a análise comparativa entre os resultados obtidos via simulação e os resultados experimentais. Note-se que os valores obtidos experimentalmente estão dependentes de factores sistemáticos ambientais, exemplo da temperatura e de campos magnéticos gerados por materiais ou dispositivos nas imediações do sistema de detecção de *quench* desenvolvido. Assim, este tipo de erros funcionam como influenciadores das leituras realizadas, podendo afectar os resultados finais alcançados.

Relativamente aos valores resultantes do primeiro ensaio, que visa analisar o comportamento do campo de indução magnética em relação à variação de correntes nas fitas supercondutoras, é possível identificar semelhanças bastante razoáveis entre estes e os valores obtidos via simulação. Tal como é possível comprovar pela Figura 4.11, esta concordância de resultados é clara para o campo de indução magnética gerado entre as fitas. Neste caso os valores revelam um elevado nível de acerto, o que vem confirmar a grande facilidade de leitura que este método disponibiliza no âmbito da detecção do fenómeno de *quench*.



**Figura 4.11** Comparação entre os resultados experimentais e os obtidos via simulação recorrendo à ferramenta Flux2D. De notar que cada gráfico apresenta a densidade de fluxo magnético vs desequilíbrio de correntes num dado ponto de leitura.

No entanto, os campos lidos pelos sensores de Hall colocados sobre as fitas, apesar de serem coerentes com os valores provenientes das simulações revelam-se, em regra, relativamente mais baixos (ver Figura 4.11). Tal facto poderá dever-se à difícil instalação dos referidos sensores no sistema, tendo em conta as limitações de espaço físico (poucos milímetros) e a protecção das fitas supercondutoras que impossibilitam a colocação dos sensores totalmente em contacto com as mesmas, o que pode influenciar as leituras destes dispositivos. Por outro lado, a abordagem seguida em detrimento da calibração via gaussímetro poderá estar também associada a alguma discrepância entre os valores provenientes de simulações e os obtidos experimentalmente. Na referida abordagem os diferentes tempos de resposta dos equipamentos utilizados apresentam-se como os prováveis influenciadores dos resultados finais.

## **4.5. Síntese e Conclusões**

Neste capítulo foram aprofundados os aspectos construtivos do protótipo desenvolvido, descrevendo pormenorizadamente todos os componentes do sistema, numa perspectiva experimental.

Sabendo da importância que os campos magnéticos e a sua leitura têm para o desenrolar deste trabalho, faz todo o sentido destacar o componente que maior influência tem neste facto, o sensor de Hall. Assim, além da sua importância como parte integrante do sistema, foram ainda estudados os circuitos que possibilitam a sua utilização.

A aquisição de dados é também uma parte fulcral do sistema, pois é graças a ela que é possível analisar os resultados com elevada precisão e eficácia. Os resultados referidos, provenientes dos diversos ensaios realizados, bem como todas as incidências desde a implementação aos cálculos que permitiram a sua obtenção, são apresentados e analisados convenientemente ao longo deste capítulo.



## 5. Conclusões e Trabalho Futuro

Atingido o término do presente trabalho é primordial tecer as conclusões decorrentes da realização do mesmo, avaliando a capacidade do sistema de detecção de *quench* em atingir os objectivos propostos inicialmente. De acordo com a avaliação referida são apresentadas algumas sugestões que possam futuramente servir de extensão à tese produzida.

### 5.1. Conclusões

Um método de detecção de *quench* em fitas supercondutoras 1G é assim proposto, tendo como base a leitura de campos de indução magnética resultantes de desequilíbrios de corrente entre supercondutores. O sistema desenvolvido possibilitou atingir os objectivos propostos inicialmente, revelando níveis de coerência assinaláveis relativamente aos resultados alcançados via simulação, respeitando os princípios de funcionamento teoricamente expectáveis. Este método confirmou experimentalmente a sua capacidade para uma rápida e eficaz detecção de *hotspots* graças a uma leitura fácil e de elevada clareza dos campos de indução magnética gerados no sistema.

De referir que apesar do sistema ter sido desenvolvido com fins laboratoriais, visa com o seu estudo contribuir para a implementação deste método de detecção em dispositivos e/ou aplicações com ambientes de adversidade muito superior à verificada em contexto experimental, onde é fundamental precaver a destruição de supercondutores por efeitos térmicos.

Não obstante os resultados obtidos serem bastante satisfatórios, algumas leituras experimentais dos campos de indução magnética divergem ligeiramente dos valores provenientes das simulações realizadas. Apesar das diferenças notadas os resultados referidos mantêm a sua coerência, mantendo-se assim intacta a validade do desempenho do sistema desenvolvido.

Algumas das imperfeições verificadas poderão ser alvo de melhorias para futuros trabalhos realizados nesta área em desenvolvimento, apresentando-se na secção seguinte algumas sugestões que visam optimizar o sistema de detecção de *quench* proposto.

## 5.2. Trabalho Futuro

Tendo em conta o bom desempenho do sistema mesmo com as limitações existentes ao nível do material disponível para o desenvolvimento do trabalho, é expectável que este tipo de método possa depois de optimizado ser uma solução a ter em conta para a detecção de *quench* em aplicações de maior complexidade. Para tal, propõem-se o estudo dos seguintes pontos:

- Utilização de uma matriz de sensores de Hall que permita alargar o espaço de leitura dos campos de indução magnética, permitindo aprofundar o conhecimento do comportamento do campo referido num maior número de pontos do sistema;
- Optimização dos ensaios experimentais, aprimorando a montagem laboratorial realizada, e aumentando quantitativamente os resultados experimentais recorrendo a uma placa de aquisição de dados que permita fazer a leitura, em simultâneo, de um maior número de grandezas para além de densidades de campo magnético (e.g. correntes, tensões e temperaturas);
- Utilização do método de detecção em dispositivos de maior complexidade e potências superiores, desde limitadores de corrente a bobinas presentes em sistemas de armazenamento de energia, onde seria sujeito a correntes mais elevadas, com o intuito de avaliar o desempenho do mesmo em ambientes de maior adversidade.

## Referências

- Bardeen, J. (1972). Electron-Phonon Interactions and Superconductivity. *Nobel Lecture*. Illinois: University of Illinois.
- Bean, C. P. (1964). Magnetization of High-Field Superconductors. *Reviews of Modern Physics*, 36(1), 31-39.
- Bednorz, J. P., & Müller, K. A. (1986). Possible High T<sub>c</sub> Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System. *Condensed Matter*, 64, 189-193.
- Blundell, S. J. (2009). *Superconductivity: A Very Short Introduction*. New York: Oxford University Press.
- Burns, G. (1992). *High Temperature Superconductivity: An Introduction*. Academic Press.
- Cooper, L. N. (1972). Microscopic Quantum Interference Effects in the Theory of Superconductivity. *Nobel Lecture*. Rhode Island: Brown University.
- Delft, D. V., & Kes, P. (2010). The Discovery of Superconductivity. *Physics Today*, 63(9), 38-43.
- London, F. (1950). *Superfluids: Macroscopic Theory of Superconductivity* (Vol. 1). New York: John Wiley & Sons.
- Marchevsky, M., Xie, Y., & Selvamanickam, V. (2010). Quench Detection Method for 2G HTS Wire. *Superconductor Science and Technology*, 23(3), 11-18.
- Mehra, J., & Rechenberg, H. (2001). The Completion of Quantum Mechanics. In *The Historical Development of Quantum Theory* (Vol. 1, pp. 1926-1935). Springer.
- Nanato, N., Yanagishita, M., & Nakamura, K. (2001). Quench Detection of Bi-2223 HTS Coil by Partial Active Power Detecting Method. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11(1), 2391-2393.
- Neumeyer, C., Bronner, G., Lu, E., & Ramakrishnan, S. (1995). Quench Protection Circuits for Superconducting Magnets. *IEEE Symposium Fusion Energy*, 2, pp. 1275-1278. University of Illinois.
- Orlando, T., & Delin, K. (1990). *Foundations of Applied Superconductivity*. Addison-Wesley.

- Orris, D. F., Feher, S., Lamm, M. J., Nogiec, J., Sharonov, S., Tartaglia, M., & Tompkins, J. (1999). A Digital Quench Detection System for Superconducting Magnets. *Particle Accelerator Conference* (pp. 3191-3193). Batavia: Fermi National Accelerator Laboratory.
- Pfotenhauer, J. M., Kessler, F., & Hilal, M. A. (1993). Voltage Detection and Magnet Protection. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 3(1), 273-276.
- Pina, J. M. (2010). *Desenho e Modelização de Sistemas de Energia Empregando Materiais Supercondutores de Alta Temperatura*. Universidade Nova de Lisboa.
- Schultz, J. H. (1999). Applied Superconductivity: Superconducting Magnets, Quench Protection. In *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronic Engineering* (pp. 1-27). New York: John Wiley & Sons.
- Schultz, J. H. (2002). Protection of Superconducting Magnets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 12(1), 1390-1395.
- Senoussi, S. (1992). Review of the Critical Current Densities and Magnetic Irreversibilities in High Tc Superconductors. *Journal Physics III*, 2(7), 1041-1257.
- Subramanyam, G. (1999). Applied Superconductivity: Processing of High-Tc Bulk, Thin Film, and Wires. In *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering* (pp. 1-37). New York: John Wiley & Sons.
- Tavares, P. B. (2001). *Filmes Finos Supercondutores do Sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O Obtidos por Decomposição Química de Vapores Organometálicos Assistida por Aerossol*. Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro.
- Timm, C. (2012). *Theory of Superconductivity*. Institute of Theoretical Physics.
- Tinkham. (1996). *Introduction to Superconductivity* (2 ed.). McGraw-Hill.
- Wei, B., Yang, Y., Qiu, M., Zhang, H., Zhu, J., Chen, P., . . . Lai, X. (2010). The Quench Detection System for YBCO Superconducting Magnets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 20(3), 1369-1372.
- Yin, Y., Zech, M., Williams, J. T., & Hoffman, J. E. (2009). Scanning Tunneling Microscopy and Spectroscopy on Iron-pnictides. *Physica C: Superconductivity*, 469(9-12), 535-544.



# Anexos

## Anexo 1 – Datasheet do sensor de Hall KSY 14



Hall Sensor

KSY 14

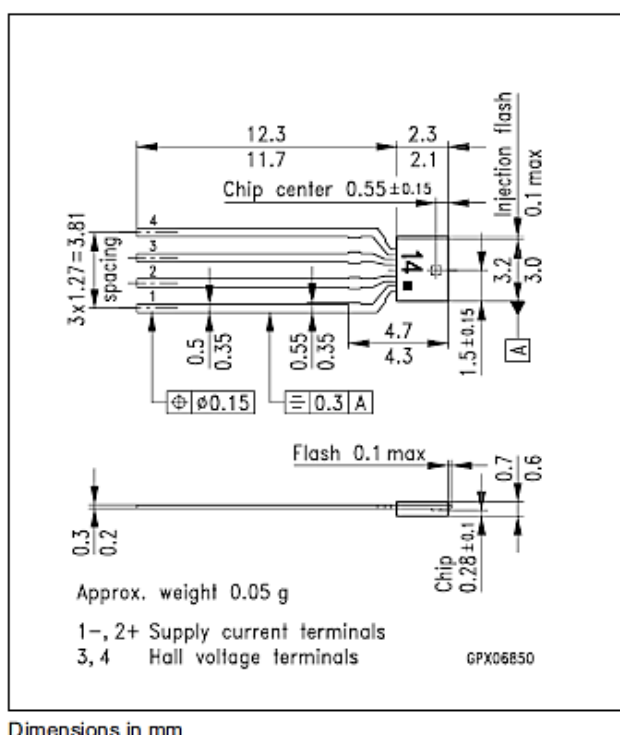
Version 2.0

### Features

- High sensitivity
- High operating temperature
- Small linearity error
- Low offset voltage
- Low TC of sensitivity and internal resistance
- Ultra-flat plastic miniature package
- Low inductive zero component
- Package thickness 0.7 mm
- Connections from one side of the package

### Typical Applications

- Current and power measurement
- Magnetic field measurement
- Control of brushless DC motors
- Rotation and position sensing
- Measurement of diaphragm
- Movement for pressure sensing



Dimensions in mm

Type	Marking	Ordering Code
KSY 14	14	Q62705-K227

The KSY 14 is an ion-implanted Hall sensor generator in a mono-crystalline GaAs material, built into an extremely flat plastic package (SOH). It is outstanding for a high magnetic sensitivity and low temperature coefficients. The  $0.35 \times 0.35 \text{ mm}^2$  chip is mounted onto a non-magnetic leadframe.

## Absolute Maximum Ratings

Parameter	Symbol	Limit Values	Unit
Operating temperature	$T_A$	- 40 ... + 175	°C
Storage temperature	$T_{stg}$	- 50 ... + 180	°C
Supply current	$I_1$	7	mA
Thermal conductivity soldered, in air	$G_{thA}$ $G_{thC}$	$\geq 1.5$ $\geq 2.2$	mW/K mW/K

## Electrical Characteristics ( $T_A = 25\text{ °C}$ )

Nominal supply current	$I_{1N}$	5	mA
Open-circuit sensitivity	$K_{B0}$	190 ... 260	V/AT
Open-circuit Hall voltage $I_1 = I_{1N}$ , $B = 0.1\text{ T}$	$V_{20}$	95 ... 130	mV
Ohmic offset voltage $I_1 = I_{1N}$ , $B = 0\text{ T}$	$V_{R0}$	$\leq \pm 20$	mV
Linearity of Hall voltage $B = 0 \dots 0.5\text{ T}$ $B = 0 \dots 1\text{ T}$	$F_L$	$\leq \pm 0.2$ $\leq \pm 0.7$	% %
Input resistance $B = 0\text{ T}$	$R_{10}$	900 ... 1200	$\Omega$
Output resistance $B = 0\text{ T}$	$R_{20}$	900 ... 1200	$\Omega$
Temperature coefficient of the open-circuit Hall voltage $I_1 = I_{1N}$ , $B = 0.1\text{ T}$	$TC_{V20}$	$\sim -0.03 \dots -0.07$	%/K
Temperature coefficient of the internal resistance $B = 0\text{ T}$	$TC_{R10, R20}$	$\sim 0.1 \dots 0.18$	%/K
Change of offset voltage within the temperature range	$ \Delta V_{R0} ^{1)}$	$\leq 2$	mV
Inductive zero component $I_{1N} = 0$	$A_2^{2)}$	0.16	cm <sup>2</sup>
Noise figure	$F$	$\sim 10$	dB

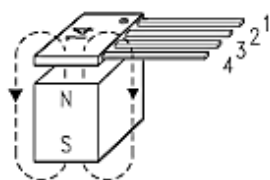
<sup>1)</sup> AQL: 0.65

<sup>2)</sup> With time varying induction there exists an inductive voltage  $V_{ind}$  between the Hall voltage terminals (supply current  $I_1 = 0$ ):  
 $V_{ind} = A_2 \times dB/dt \times 10^{-4}$  with  $V(V)$ ,  $A_2\text{ (cm}^2\text{)}$ ,  $B(T)$ ,  $t(s)$

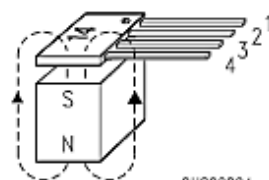
### Connection of a Hall Sensor with a Power Source

Since the voltage on the component must not exceed 10 V, the connection to the constant current supply should only be done via a short circuit by-pass. The by-pass circuit-breaker shall not be opened before turning on the power source, in order to avoid damage to the Hall sensor due to power peaks.

### Polarity of Hall Voltage



Pin 1	$I_1$	-
Pin 2	$I_1$	+
Pin 3	$U_{20}$	-
Pin 4	$U_{20}$	+



OHS02204

Pin 1	$I_1$	-
Pin 2	$I_1$	+
Pin 3	$U_{20}$	+
Pin 4	$U_{20}$	-

## Anexo 2 – Datasheet do amplificador operacional $\mu A741$

### $\mu A741, \mu A741Y$ GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

- Short-Circuit Protection
- Offset-Voltage Null Capability
- Large Common-Mode and Differential Voltage Ranges
- No Frequency Compensation Required
- Low Power Consumption
- No Latch-Up
- Designed to Be Interchangeable With Fairchild  $\mu A741$

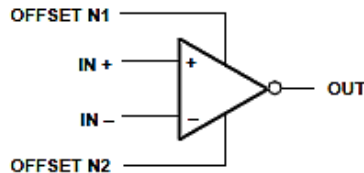
#### description

The  $\mu A741$  is a general-purpose operational amplifier featuring offset-voltage null capability.

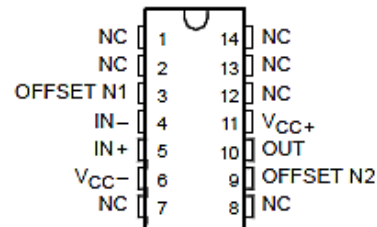
The high common-mode input voltage range and the absence of latch-up make the amplifier ideal for voltage-follower applications. The device is short-circuit protected and the internal frequency compensation ensures stability without external components. A low value potentiometer may be connected between the offset null inputs to null out the offset voltage as shown in Figure 2.

The  $\mu A741C$  is characterized for operation from  $0^{\circ}\text{C}$  to  $70^{\circ}\text{C}$ . The  $\mu A741I$  is characterized for operation from  $-40^{\circ}\text{C}$  to  $85^{\circ}\text{C}$ . The  $\mu A741M$  is characterized for operation over the full military temperature range of  $-55^{\circ}\text{C}$  to  $125^{\circ}\text{C}$ .

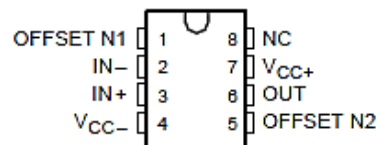
#### symbol



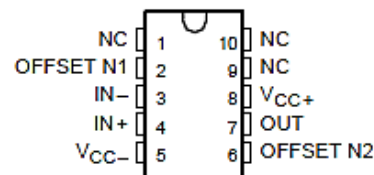
$\mu A741M \dots J$  PACKAGE  
(TOP VIEW)



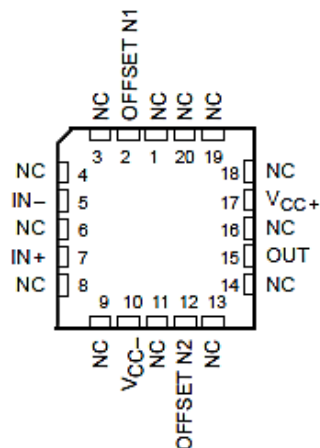
$\mu A741M \dots JG$  PACKAGE  
 $\mu A741C, \mu A741I \dots D, P, \text{ OR } PW$  PACKAGE  
(TOP VIEW)



$\mu A741M \dots U$  PACKAGE  
(TOP VIEW)



$\mu A741M \dots FK$  PACKAGE  
(TOP VIEW)



NC – No internal connection

PRODUCTION DATA information is current as of publication date. Products conform to specifications per the terms of Texas Instruments standard warranty. Production processing does not necessarily include testing of all parameters.

**TEXAS  
INSTRUMENTS**

POST OFFICE BOX 655303 • DALLAS, TEXAS 75265

Copyright © 1992, Texas Instruments Incorporated

# $\mu$ A741, $\mu$ A741Y GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

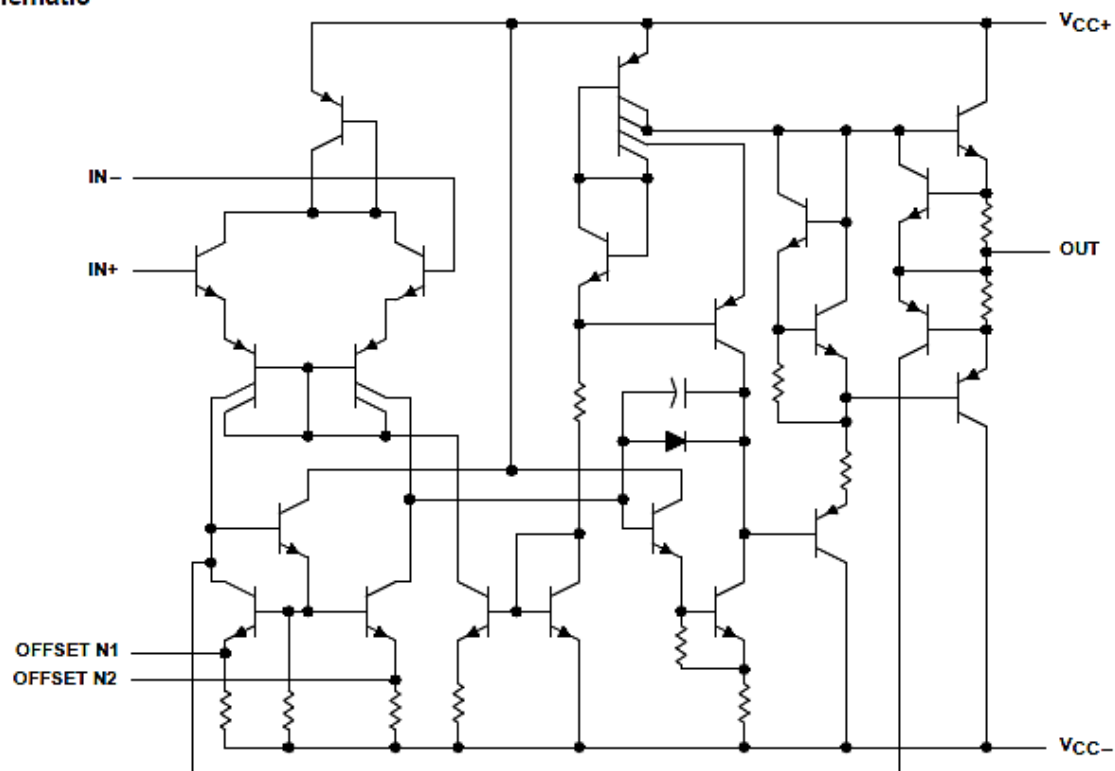
SLOS094A—NOVEMBER 1970—REVISED JANUARY 1992

## AVAILABLE OPTIONS

T <sub>A</sub>	PACKAGED DEVICES							CHIP FORM (Y)
	SMALL OUTLINE (D)	CHIP CARRIER (FK)	CERAMIC DIP (J)	CERAMIC DIP (JG)	PLASTIC DIP (P)	TSSOP (PW)	FLAT PACK (U)	
0°C to 70°C	$\mu$ A741CD				$\mu$ A741CP	$\mu$ A741CPW		$\mu$ A741Y
–40°C to 85°C	$\mu$ A741ID				$\mu$ A741IP			
–55°C to 125°C		$\mu$ A741MFK	$\mu$ A741MJ	$\mu$ A741MJG			$\mu$ A741MU	

The D package is available taped and reeled. Add the suffix R (e.g.,  $\mu$ A741CDR).

## schematic



Component Count	
Transistors	22
Resistors	11
Diode	1
Capacitor	1



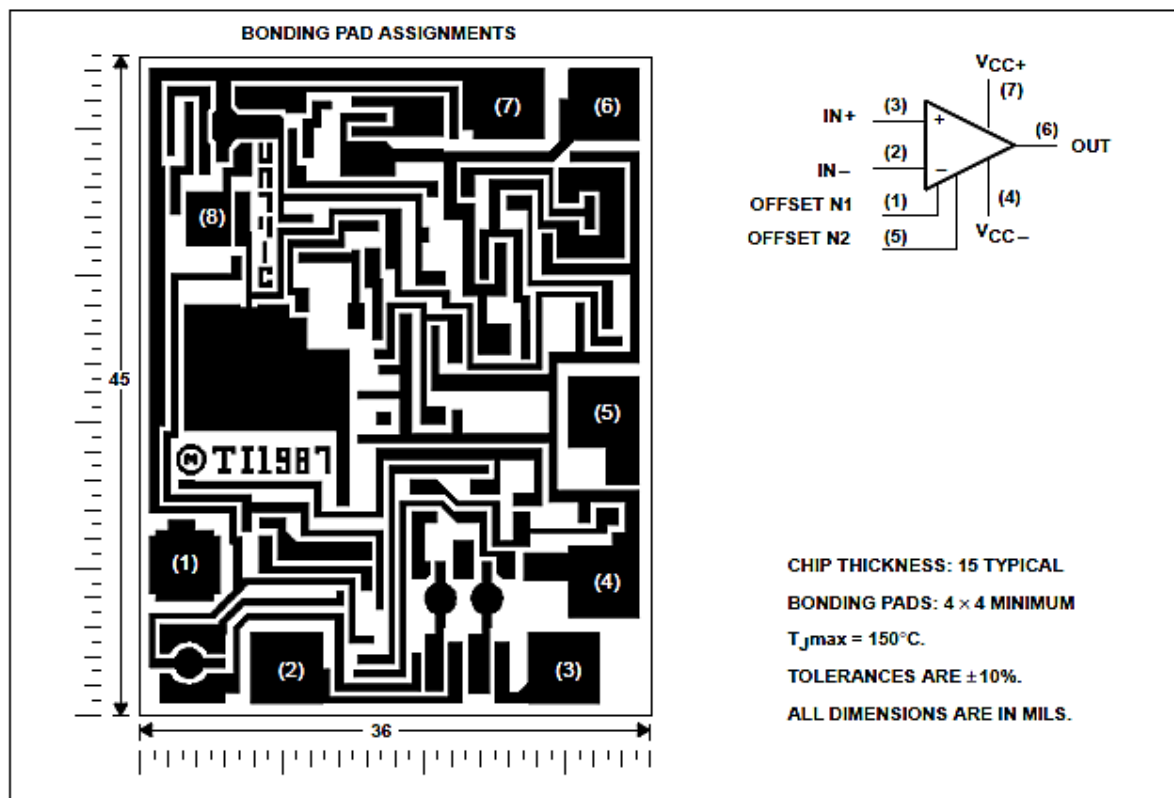
POST OFFICE BOX 555303 • DALLAS, TEXAS 75265

# $\mu$ A741, $\mu$ A741Y GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

## $\mu$ A741Y chip information

This chip, when properly assembled, displays characteristics similar to the  $\mu$ A741C. Thermal compression or ultrasonic bonding may be used on the doped-aluminum bonding pads. Chips may be mounted with conductive epoxy or a gold-silicon preform.



# **μA741, μA741Y** **GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS**

SLOS094A—NOVEMBER 1970—REVISED JANUARY 1992

## **absolute maximum ratings over operating free-air temperature range (unless otherwise noted)†**

	μA741C	μA741I	μA741M	UNIT
Supply voltage, $V_{CC+}$ (see Note 1)	18	22	22	V
Supply voltage, $V_{CC-}$ (see Note 1)	-18	-22	-22	V
Differential input voltage, $V_{ID}$ (see Note 2)	±15	±30	±30	V
Input voltage, $V_I$ any input (see Notes 1 and 3)	±15	±15	±15	V
Voltage between offset null (either OFFSET N1 or OFFSET N2) and $V_{CC-}$	±15	±0.5	±0.5	V
Duration of output short circuit (see Note 4)	unlimited	unlimited	unlimited	
Continuous total power dissipation	See Dissipation Rating Table			
Operating free-air temperature range, $T_A$	0 to 70	-40 to 85	-55 to 125	°C
Storage temperature range	-65 to 150	-65 to 150	-65 to 150	°C
Case temperature for 60 seconds	FK package			260
Lead temperature 1.6 mm (1/16 inch) from case for 60 seconds	J, JG, or U package			300
Lead temperature 1.6 mm (1/16 inch) from case for 10 seconds	D, P, or PW package			260

† Stresses beyond those listed under "absolute maximum ratings" may cause permanent damage to the device. These are stress ratings only, and functional operation of the device at these or any other conditions beyond those indicated under "recommended operating conditions" is not implied. Exposure to absolute-maximum-rated conditions for extended periods may affect device reliability.

- NOTES: 1. All voltage values, unless otherwise noted, are with respect to the midpoint between  $V_{CC+}$  and  $V_{CC-}$ .  
2. Differential voltages are at  $IN+$  with respect to  $IN-$ .  
3. The magnitude of the input voltage must never exceed the magnitude of the supply voltage or 15 V, whichever is less.  
4. The output may be shorted to ground or either power supply. For the μA741M only, the unlimited duration of the short circuit applies at (or below) 125°C case temperature or 75°C free-air temperature.

**DISSIPATION RATING TABLE**

PACKAGE	$T_A \leq 25^\circ\text{C}$ POWER RATING	DERATING FACTOR	DERATE ABOVE $T_A$	$T_A = 70^\circ\text{C}$ POWER RATING	$T_A = 85^\circ\text{C}$ POWER RATING	$T_A = 125^\circ\text{C}$ POWER RATING
D	500 mW	5.8 mW/°C	64°C	464 mW	377 mW	N/A
FK	500 mW	11.0 mW/°C	105°C	500 mW	500 mW	275 mW
J	500 mW	11.0 mW/°C	105°C	500 mW	500 mW	275 mW
JG	500 mW	8.4 mW/°C	90°C	500 mW	500 mW	210 mW
P	500 mW	N/A	N/A	500 mW	500 mW	N/A
PW	525 mW	4.2 mW/°C	25°C	336 mW	N/A	N/A
U	500 mW	5.4 mW/°C	57°C	432 mW	351 mW	135 mW



# $\mu A741$ , $\mu A741Y$ GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

**electrical characteristics at specified free-air temperature,  $V_{CC\pm} = \pm 15$  V (unless otherwise noted)**

PARAMETER	TEST CONDITIONS	$T_A^\dagger$	$\mu A741C$			$\mu A741I$ , $\mu A741M$			UNIT
			MIN	TYP	MAX	MIN	TYP	MAX	
$V_{IO}$ Input offset voltage	$V_O = 0$	25°C		1	6		1	5	mV
		Full range			7.5			6	
$\Delta V_{IO(adj)}$ Offset voltage adjust range	$V_O = 0$	25°C		$\pm 15$			$\pm 15$		mV
$I_{IO}$ Input offset current	$V_O = 0$	25°C		20	200		20	200	nA
		Full range			300			500	
$I_{IB}$ Input bias current	$V_O = 0$	25°C		80	500		80	500	nA
		Full range			800			1500	
$V_{ICR}$ Common-mode input voltage range		25°C	$\pm 12$	$\pm 13$		$\pm 12$	$\pm 13$		V
		Full range	$\pm 12$			$\pm 12$			
$V_{OM}$ Maximum peak output voltage swing	$R_L = 10\text{ k}\Omega$	25°C	$\pm 12$	$\pm 14$		$\pm 12$	$\pm 14$		V
	$R_L \geq 10\text{ k}\Omega$	Full range	$\pm 12$			$\pm 12$			
	$R_L = 2\text{ k}\Omega$	25°C	$\pm 10$	$\pm 13$		$\pm 10$	$\pm 13$		
	$R_L \geq 2\text{ k}\Omega$	Full range	$\pm 10$			$\pm 10$			
$A_{VD}$ Large-signal differential voltage amplification	$R_L \geq 2\text{ k}\Omega$	25°C	20	200		50	200		V/mV
	$V_O = \pm 10\text{ V}$	Full range	15			25			
$r_i$ Input resistance		25°C	0.3	2		0.3	2		M $\Omega$
$r_o$ Output resistance	$V_O = 0$ , See Note 5	25°C		75			75		$\Omega$
$C_i$ Input capacitance		25°C		1.4			1.4		pF
CMRR Common-mode rejection ratio	$V_{IC} = V_{ICRmin}$	25°C	70	90		70	90		dB
		Full range	70			70			
$k_{SVS}$ Supply voltage sensitivity ( $\Delta V_{IO}/\Delta V_{CC}$ )	$V_{CC} = \pm 9\text{ V to } \pm 15\text{ V}$	25°C		30	150		30	150	$\mu V/V$
		Full range			150			150	
$I_{OS}$ Short-circuit output current		25°C		$\pm 25$	$\pm 40$		$\pm 25$	$\pm 40$	mA
$I_{CC}$ Supply current	$V_O = 0$ , No load	25°C		1.7	2.8		1.7	2.8	mA
		Full range			3.3			3.3	
$P_D$ Total power dissipation	$V_O = 0$ , No load	25°C		50	85		50	85	mW
		Full range			100			100	

$^\dagger$  All characteristics are measured under open-loop conditions with zero common-mode input voltage unless otherwise specified. Full range for the  $\mu A741C$  is 0°C to 70°C, the  $\mu A741I$  is -40°C to 85°C, and the  $\mu A741M$  is -55°C to 125°C.

NOTE 5: This typical value applies only at frequencies above a few hundred hertz because of the effects of drift and thermal feedback.

**operating characteristics,  $V_{CC\pm} = \pm 15$  V,  $T_A = 25^\circ\text{C}$**

PARAMETER	TEST CONDITIONS	$\mu A741C$			$\mu A741I$ , $\mu A741M$			UNIT
		MIN	TYP	MAX	MIN	TYP	MAX	
$t_r$ Rise time	$V_I = 20\text{ mV}$ , $R_L = 2\text{ k}\Omega$		0.3			0.3		$\mu s$
Overshoot factor	$C_L = 100\text{ pF}$ , See Figure 1		5%			5%		
SR Slew rate at unity gain	$V_I = 10\text{ V}$ , $R_L = 2\text{ k}\Omega$ , $C_L = 100\text{ pF}$ , See Figure 1		0.5			0.5		V/ $\mu s$



# **μA741, μA741Y** **GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS**

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

electrical characteristics at specified free-air temperature,  $V_{CC\pm} = \pm 15\text{ V}$ ,  $T_A = 25^\circ\text{C}$  (unless otherwise noted)

PARAMETER	TEST CONDITIONS	μA741Y			UNIT
		MIN	TYP	MAX	
$V_{IO}$ Input offset voltage	$V_O = 0$		1	6	mV
$\Delta V_{IO}(\text{adj})$ Offset voltage adjust range	$V_O = 0$		±15		mV
$I_{IO}$ Input offset current	$V_O = 0$		20	200	nA
$I_{IB}$ Input bias current	$V_O = 0$		80	500	nA
$V_{ICR}$ Common-mode input voltage range		±12	±13		V
$V_{OM}$ Maximum peak output voltage swing	$R_L = 10\text{ k}\Omega$	±12	±14		V
	$R_L = 2\text{ k}\Omega$	±10	±13		
$A_{VD}$ Large-signal differential voltage amplification	$R_L \geq 2\text{ k}\Omega$	20	200		V/mV
$r_i$ Input resistance		0.3	2		MΩ
$r_o$ Output resistance	$V_O = 0$ , See Note 5		75		Ω
$C_i$ Input capacitance			1.4		pF
CMRR Common-mode rejection ratio	$V_{IC} = V_{ICR\text{min}}$	70	90		dB
$k_{SVS}$ Supply voltage sensitivity ( $\Delta V_{IO}/\Delta V_{CC}$ )	$V_{CC} = \pm 9\text{ V to } \pm 15\text{ V}$		30	150	μV/V
$I_{OS}$ Short-circuit output current			±25	±40	mA
$I_{CC}$ Supply current	$V_O = 0$ , No load		1.7	2.8	mA
$P_D$ Total power dissipation	$V_O = 0$ , No load		50	85	mW

† All characteristics are measured under open-loop conditions with zero common-mode voltage unless otherwise specified.

NOTE 5: This typical value applies only at frequencies above a few hundred hertz because of the effects of drift and thermal feedback.

operating characteristics,  $V_{CC\pm} = \pm 15\text{ V}$ ,  $T_A = 25^\circ\text{C}$

PARAMETER	TEST CONDITIONS	μA741Y			UNIT
		MIN	TYP	MAX	
$t_r$ Rise time	$V_I = 20\text{ mV}$ , $R_L = 2\text{ k}\Omega$ , $C_L = 100\text{ pF}$ , See Figure 1		0.3		μs
Overshoot factor			5%		
SR Slew rate at unity gain	$V_I = 10\text{ V}$ , $R_L = 2\text{ k}\Omega$ , $C_L = 100\text{ pF}$ , See Figure 1		0.5		V/μs

# $\mu$ A741, $\mu$ A741Y GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

## PARAMETER MEASUREMENT INFORMATION

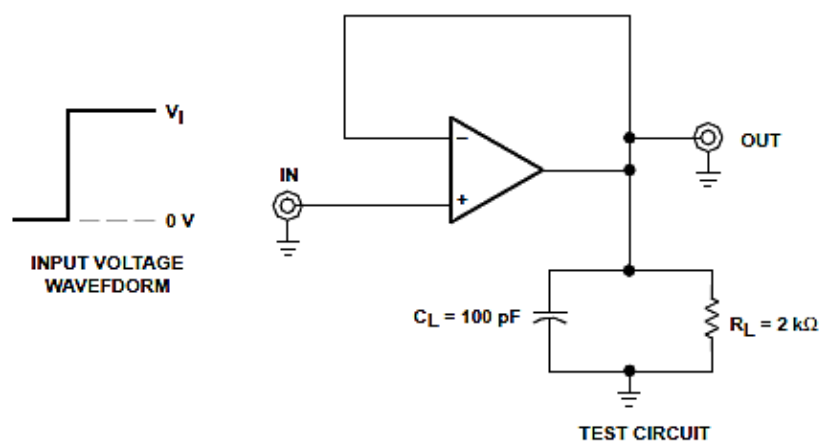


Figure 1. Rise Time, Overshoot, and Slew Rate

## APPLICATION INFORMATION

Figure 2 shows a diagram for an input offset voltage null circuit.

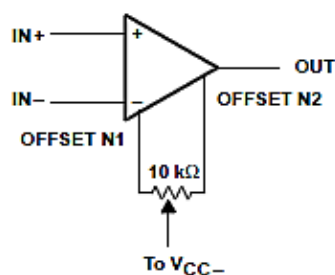


Figure 2. Input Offset Voltage Null Circuit

# $\mu$ A741, $\mu$ A741Y GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS084A—NOVEMBER 1970—REVISED JANUARY 1992

## TYPICAL CHARACTERISTICS†

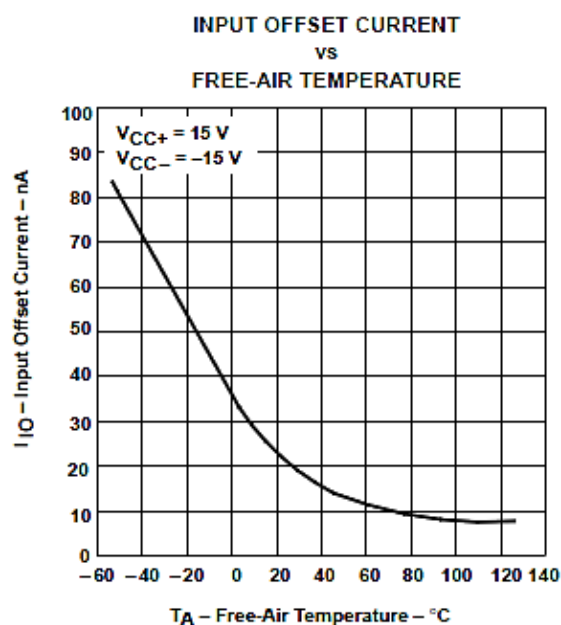


Figure 3

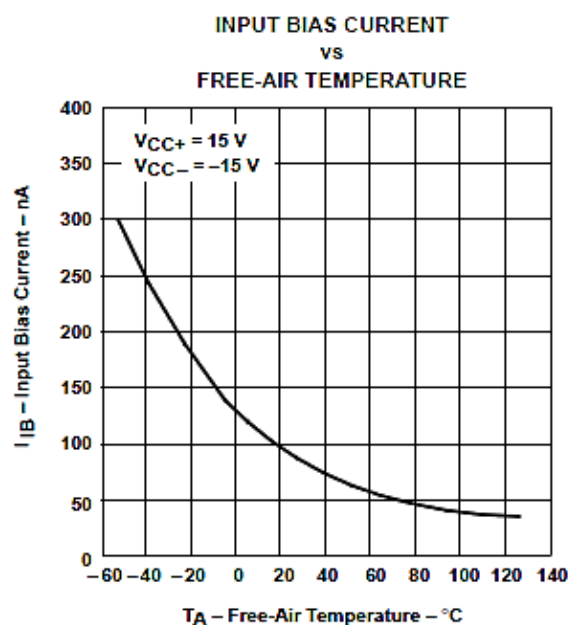


Figure 4

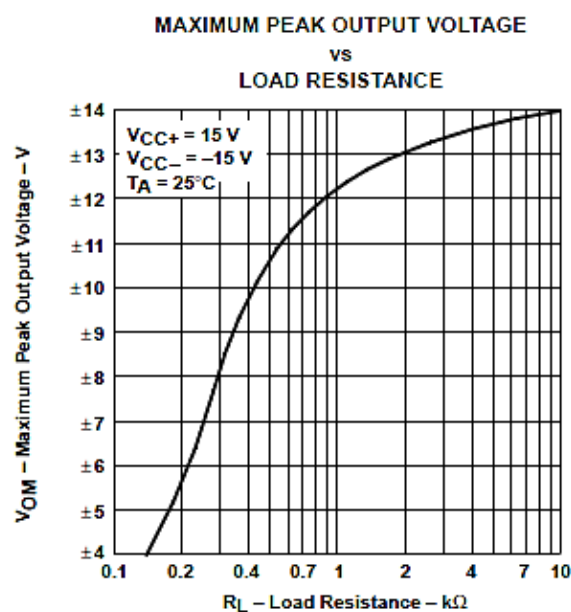


Figure 5

† Data at high and low temperatures are applicable only within the rated operating free-air temperature ranges of the various devices.

$\mu$ A741,  $\mu$ A741Y  
GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A – NOVEMBER 1970 – REVISED JANUARY 1992

TYPICAL CHARACTERISTICS

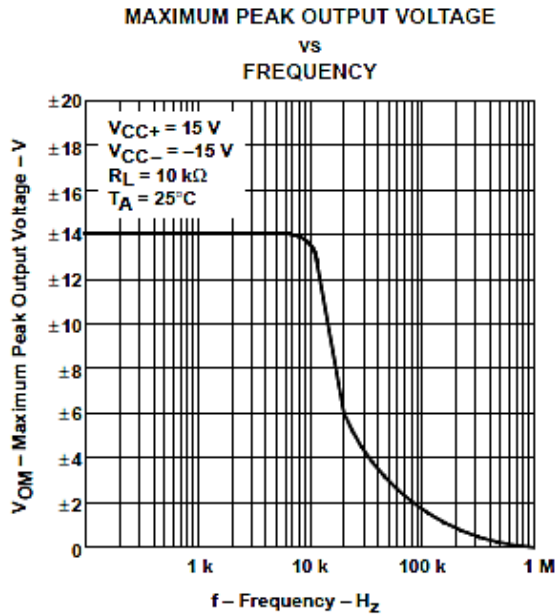


Figure 6

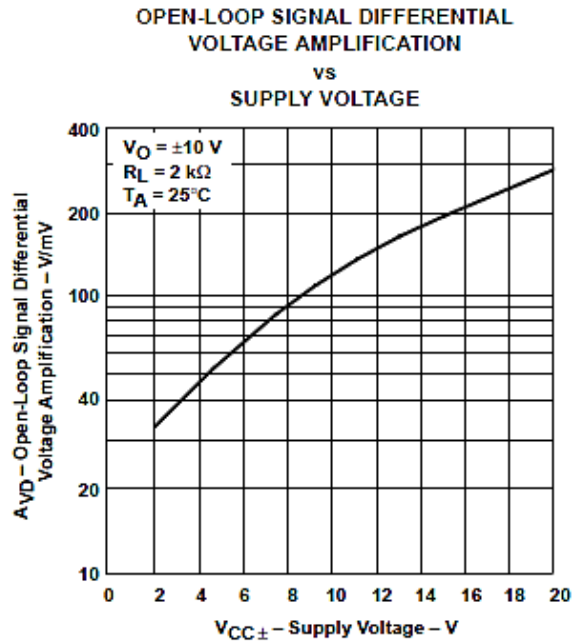


Figure 7

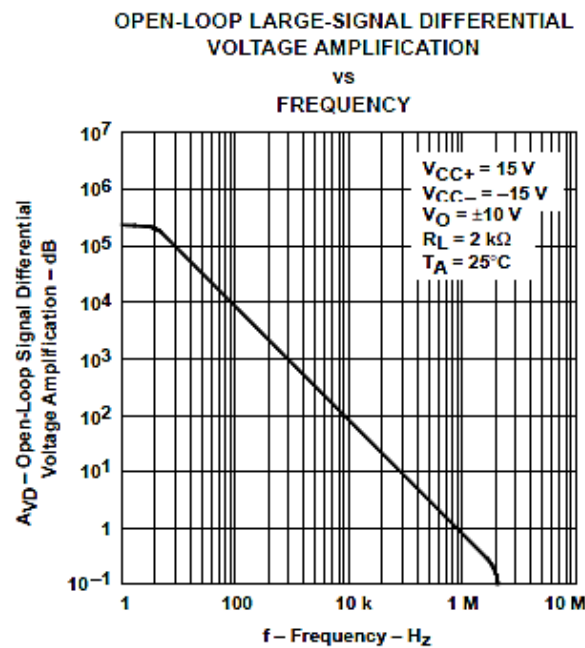


Figure 8

# $\mu$ A741, $\mu$ A741Y GENERAL-PURPOSE OPERATIONAL AMPLIFIERS

SLOS094A—NOVEMBER 1970—REVISED JANUARY 1982

## TYPICAL CHARACTERISTICS

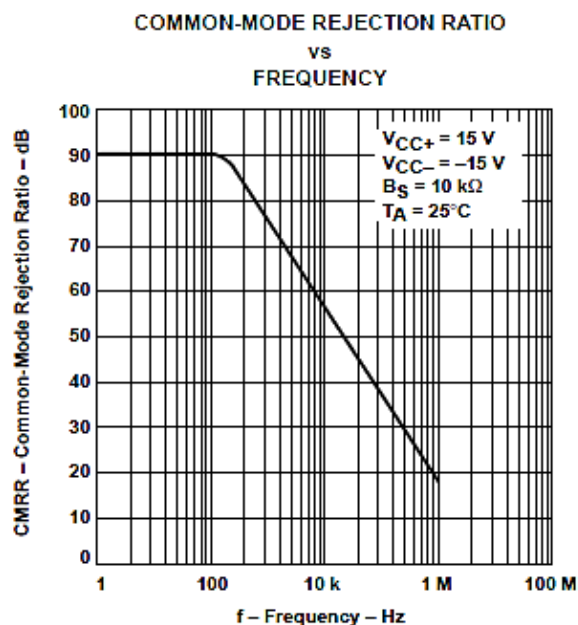


Figure 9

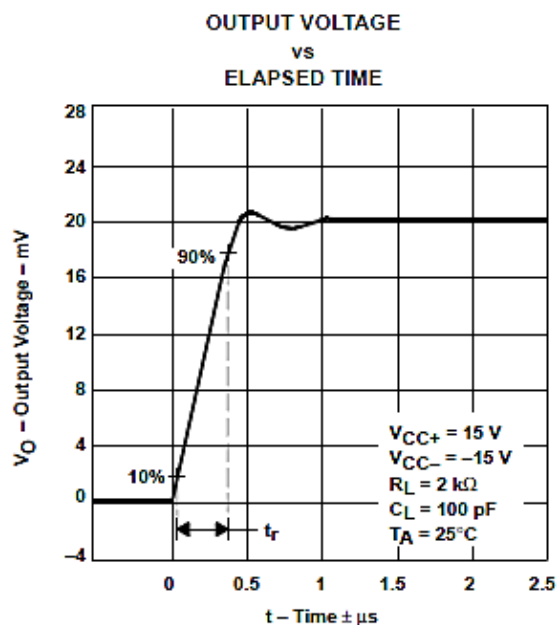


Figure 10

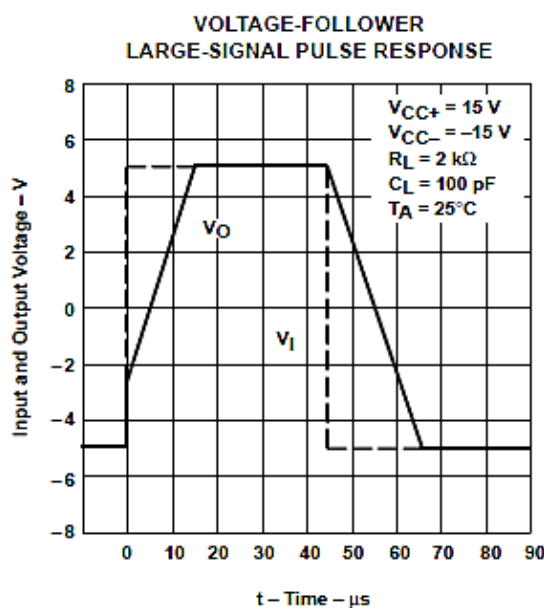
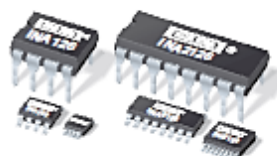


Figure 11

## Anexo 3 – Datasheet do amplificador de instrumentação INA-126



**INA126**  
**INA2126**

### MicroPOWER INSTRUMENTATION AMPLIFIER Single and Dual Versions

#### FEATURES

- LOW QUIESCENT CURRENT: 175µA/chan.
- WIDE SUPPLY RANGE: ±1.35V to ±18V
- LOW OFFSET VOLTAGE: 250µV max
- LOW OFFSET DRIFT: 3µV/°C max
- LOW NOISE: 35nV/√Hz
- LOW INPUT BIAS CURRENT: 25nA max
- 8-PIN DIP, SO-8, MSOP-8 SURFACE-MOUNT  
DUAL: 16-Pin DIP, SO-16, SSOP-16

#### APPLICATIONS

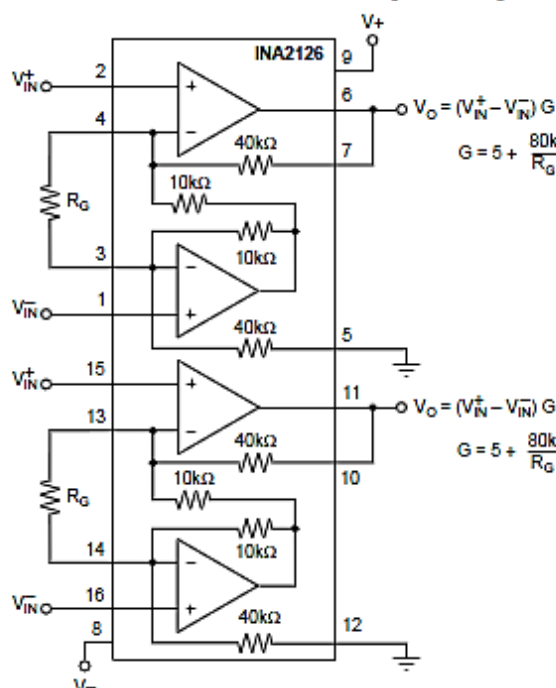
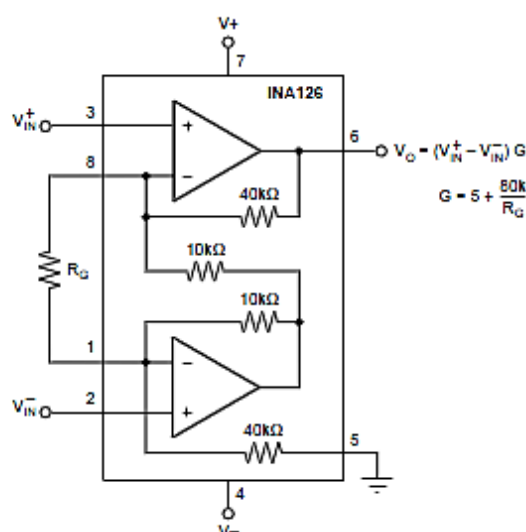
- INDUSTRIAL SENSOR AMPLIFIER:  
Bridge, RTD, Thermocouple
- PHYSIOLOGICAL AMPLIFIER:  
ECG, EEG, EMG
- MULTI-CHANNEL DATA ACQUISITION
- PORTABLE, BATTERY OPERATED SYSTEMS

#### DESCRIPTION

The INA126 and INA2126 are precision instrumentation amplifiers for accurate, low noise differential signal acquisition. Their two-op-amp design provides excellent performance with very low quiescent current (175µA/chan.). This, combined with wide operating voltage range of ±1.35V to ±18V, makes them ideal for portable instrumentation and data acquisition systems.

Gain can be set from 5V/V to 10000V/V with a single external resistor. Laser trimmed input circuitry provides low offset voltage (250µV max), low offset voltage drift (3µV/°C max) and excellent common-mode rejection.

Single version package options include 8-pin plastic DIP, SO-8 surface mount, and fine-pitch MSOP-8 surface-mount. Dual version is available in the space-saving SSOP-16 fine-pitch surface mount, SO-16, and 16-pin DIP. All are specified for the -40°C to +85°C industrial temperature range.



International Airport Industrial Park • Mailing Address: PO Box 11400, Tucson, AZ 85734 • Street Address: 6730 S. Tucson Blvd., Tucson, AZ 85706 • Tel: (520) 746-1111 • Twx: 910-952-1111  
Internet: <http://www.burr-brown.com/> • FAXLine: (800) 548-6133 (US/Canada Only) • Cable: BBRCORP • Telex: 065-6431 • FAX: (520) 883-1510 • Immediate Product Info: (800) 548-6132

# SPECIFICATIONS

At  $T_A = +25^\circ\text{C}$ ,  $V_S = \pm 15\text{V}$ ,  $R_L = 25\text{k}\Omega$ , unless otherwise noted.

PARAMETER	CONDITIONS	INA126P, U, E INA126U, U, E			INA126PA, UA, EA INA126PA, UA, EA			UNITS
		MIN	TYP	MAX	MIN	TYP	MAX	
<b>INPUT</b>								
Offset Voltage, RTI vs Temperature	$V_S = \pm 1.35\text{V to } \pm 18\text{V}$		$\pm 100$	$\pm 250$		$\pm 150$	$\pm 500$	$\mu\text{V}$
vs Power Supply (PSRR)			$\pm 0.5$	$\pm 3$		*	$\pm 5$	$\mu\text{V}/^\circ\text{C}$
Input Impedance			5	15		*	50	$\mu\text{V}/\text{V}$
Safe Input Voltage	$R_S = 0$	(V-)-0.5		(V+)+0.5	*		*	$\Omega    \text{pF}$
	$R_S = 1\text{k}\Omega$	(V-)-10		(V+)+10	*		*	V
Common-Mode Voltage Range	$V_O = 0\text{V}$	$\pm 11.25$	$\pm 11.5$		*	*		V
Channel Separation (dual)	$G = 5$ , dc		130					dB
Common-Mode Rejection	$R_S = 0$ , $V_{CM} = \pm 11.25\text{V}$	83	94		74	90		dB
INA126U (dual SO-16)		80	94					dB
<b>INPUT BIAS CURRENT</b>								
vs Temperature			-10	-25		*	-50	nA
Offset Current			$\pm 30$			*		$\text{pA}/^\circ\text{C}$
vs Temperature			$\pm 0.5$	$\pm 2$		*	$\pm 5$	nA
			$\pm 10$			*		$\text{pA}/^\circ\text{C}$
<b>GAIN</b>								
Gain Equation		$G = 5 \text{ to } 10\text{k}$				*		V/V
Gain Error	$V_O = \pm 14\text{V}$ , $G = 5$	$G = 5 + 80\text{k}\Omega/R_G$				*		V/V
vs Temperature	$G = 5$		$\pm 0.02$	$\pm 0.1$		*	$\pm 0.18$	%
Gain Error	$V_O = \pm 12\text{V}$ , $G = 100$		$\pm 2$	$\pm 10$		*	*	$\text{ppm}/^\circ\text{C}$
vs Temperature	$G = 100$		$\pm 0.2$	$\pm 0.5$		*	$\pm 1$	%
Nonlinearity	$G = 100$ , $V_O = \pm 14\text{V}$		$\pm 25$	$\pm 100$		*	*	$\text{ppm}/^\circ\text{C}$
			$\pm 0.002$	$\pm 0.012$		*	*	%
<b>NOISE</b>								
Voltage Noise, $f = 1\text{kHz}$			35			*		$\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
$f = 100\text{Hz}$			35			*		$\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
$f = 10\text{Hz}$			45			*		$\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
$f_B = 0.1\text{Hz to } 10\text{Hz}$			0.7			*		$\mu\text{Vp-p}$
Current Noise, $f = 1\text{kHz}$			60			*		$\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$
$f_B = 0.1\text{Hz to } 10\text{Hz}$			2			*		$\text{pAp-p}$
<b>OUTPUT</b>								
Voltage, Positive	$R_L = 25\text{k}\Omega$	(V+)-0.9	(V+)-0.75		*	*		V
Negative	$R_L = 25\text{k}\Omega$	(V-)+0.95	(V-)+0.8		*	*		V
Short-Circuit Current	Short-Circuit to Ground		+10/-5			*		mA
Capacitive Load Drive			1000			*		pF
<b>FREQUENCY RESPONSE</b>								
Bandwidth, -3dB	$G = 5$		200			*		kHz
	$G = 100$		9			*		kHz
	$G = 500$		1.8			*		kHz
Slew Rate	$V_O = \pm 10\text{V}$ , $G = 5$		0.4			*		V/ $\mu\text{s}$
Settling Time, 0.01%	10V Step, $G = 5$		30			*		$\mu\text{s}$
	10V Step, $G = 100$		160			*		$\mu\text{s}$
	10V Step, $G = 500$		1500			*		$\mu\text{s}$
Overload Recovery	50% Input Overload		4			*		$\mu\text{s}$
<b>POWER SUPPLY</b>								
Voltage Range		$\pm 1.35$	$\pm 15$	$\pm 18$	*	*	*	V
Current (per channel)	$I_O = 0$		$\pm 175$	$\pm 200$		*	*	$\mu\text{A}$
<b>TEMPERATURE RANGE</b>								
Specification Range		-40		+85	*		*	$^\circ\text{C}$
Operation Range		-55		+125	*		*	$^\circ\text{C}$
Storage Range		-55		+125	*		*	$^\circ\text{C}$
Thermal Resistance, $\theta_{JA}$								
8-Pin DIP			100			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$
SO-8 Surface-Mount			150			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$
MSOP-8 Surface-Mount			200			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$
16-Pin DIP (dual)			80			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$
SO-16 (dual)			100			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$
SSOP-16 (dual)			100			*		$^\circ\text{C}/\text{W}$

\* Specification same as INA126P, INA126U, INA126E; INA126P, INA126U, INA126E.

The information provided herein is believed to be reliable; however, BURR-BROWN assumes no responsibility for inaccuracies or omissions. BURR-BROWN assumes no responsibility for the use of this information, and all use of such information shall be entirely at the user's own risk. Prices and specifications are subject to change without notice. No patent rights or licenses to any of the circuits described herein are implied or granted to any third party. BURR-BROWN does not authorize or warrant any BURR-BROWN product for use in life support devices and/or systems.

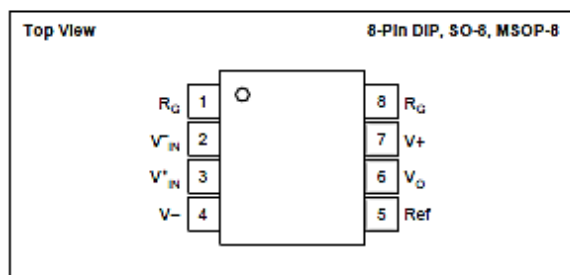
BURR-BROWN®



INA126, INA126E



## PIN CONFIGURATION (Single)



## ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS<sup>(1)</sup>

Power Supply Voltage, $V_+$ to $V_-$	35V
Input Signal Voltage <sup>(2)</sup>	( $V_-$ ) - 0.7 to ( $V_+$ ) + 0.7V
Input Signal Current <sup>(2)</sup>	10mA
Output Short Circuit	Continuous
Operating Temperature	-55°C to +125°C
Storage Temperature	-55°C to +125°C
Lead Temperature (soldering, 10s)	+300°C

NOTES: (1) Stresses above these ratings may cause permanent damage.  
 (2) Input signal voltage is limited by internal diodes connected to power supplies. See text.

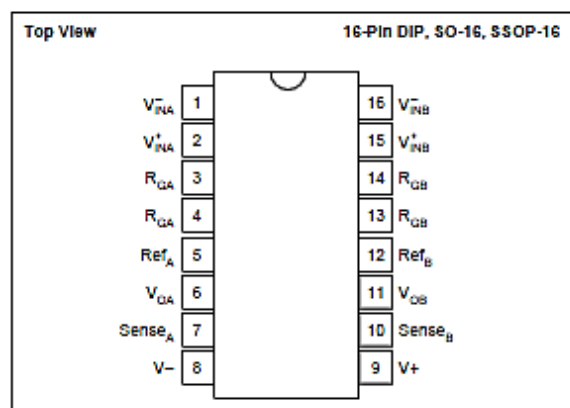


## ELECTROSTATIC DISCHARGE SENSITIVITY

This integrated circuit can be damaged by ESD. Burr-Brown recommends that all integrated circuits be handled with appropriate precautions. Failure to observe proper handling and installation procedures can cause damage.

ESD damage can range from subtle performance degradation to complete device failure. Precision integrated circuits may be more susceptible to damage because very small parametric changes could cause the device not to meet its published specifications.

## PIN CONFIGURATION (Dual)



## PACKAGE INFORMATION

PRODUCT	PACKAGE	PACKAGE DRAWING NUMBER <sup>(1)</sup>	PACKAGE MARKING	ORDERING NUMBER	TRANSPORT MEDIA
<b>Single</b>					
INA126PA	8-Pin DIP	006	INA126PA	INA126PA	Reels
INA126P	8-Pin DIP	006	INA126P	INA126P	Reels
INA126UA	SO-8	182	INA126UA	INA126UA	Reels or Reel
INA126U	SO-8	182	INA126U	INA126U	Reels or Reel
INA126EA <sup>(2)</sup>	MSOP-8	337	A26 <sup>(3)</sup>	INA126EA-250	Reel Only
INA126E <sup>(2)</sup>	MSOP-8	337	A26 <sup>(3)</sup>	INA126EA-2500	Reel Only
<b>Dual</b>					
INA2126PA	16-Pin DIP	180	INA2126PA	INA2126PA	Reels
INA2126P	16-Pin DIP	180	INA2126P	INA2126P	Reels
INA2126UA	SO-16	265	INA2126UA	INA2126UA	Reels
INA2126U	SO-16	265	INA2126U	INA2126U	Reels
INA2126EA <sup>(2)</sup>	SSOP-16	322	INA2126EA	INA2126EA-250	Reel Only
INA2126E <sup>(2)</sup>	SSOP-16	322	INA2126E	INA2126EA-2500	Reel Only

NOTES: (1) For detailed drawing and dimension table, see end of data sheet, or Appendix C of Burr-Brown IC Data Book. (2) MSOP-8 and SSOP-16 packages are available only on 250 or 2500 piece reels. (3) Grade designation is marked on reel.

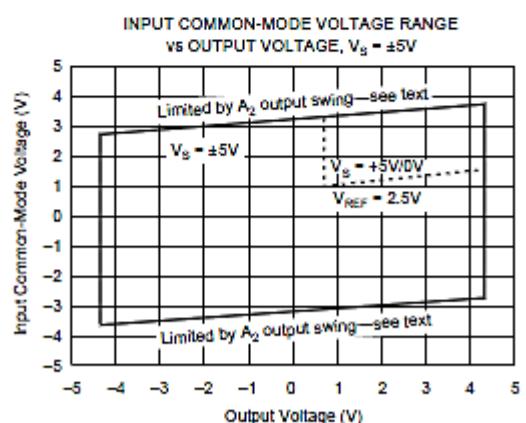
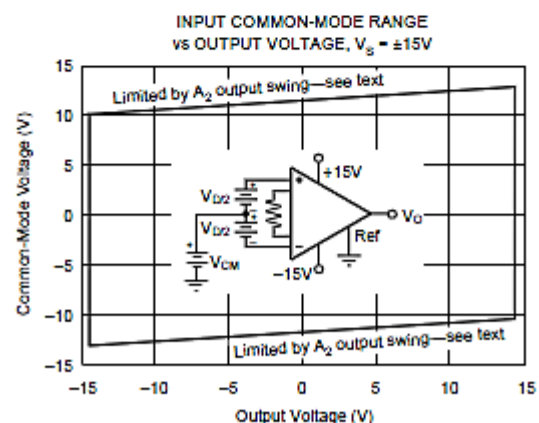
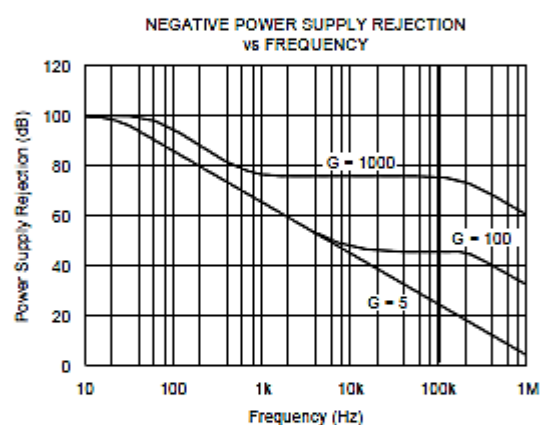
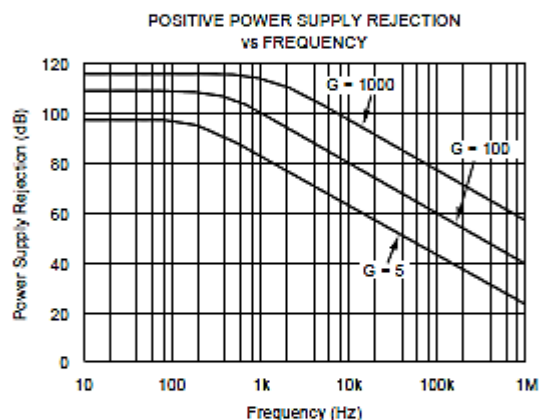
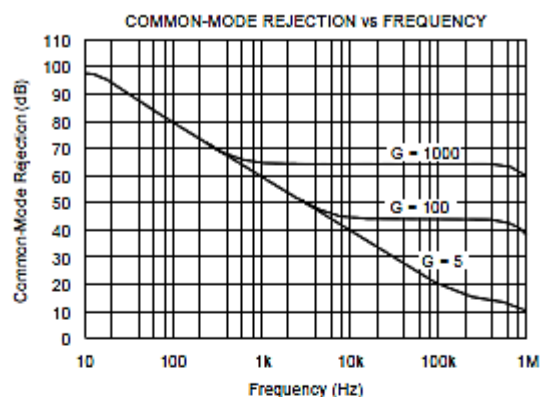
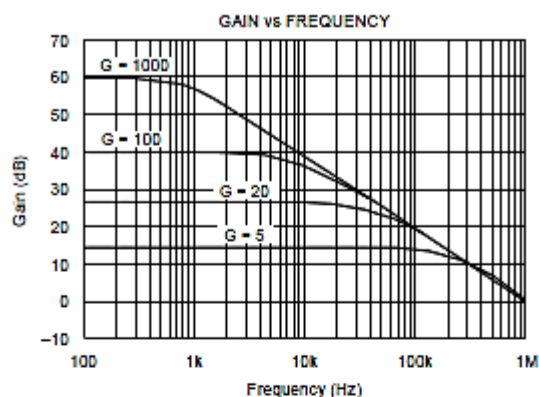
INA126, INA2126





# TYPICAL PERFORMANCE CURVES

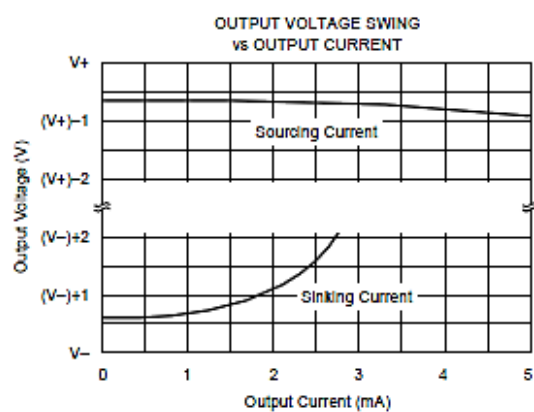
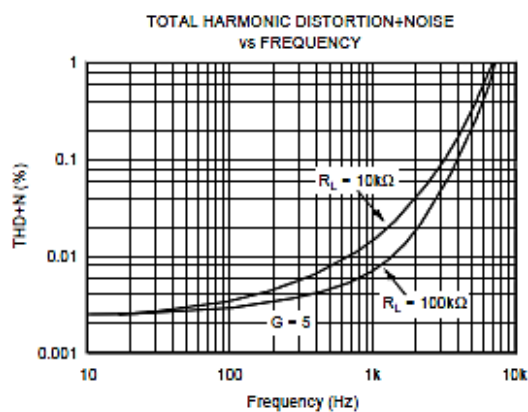
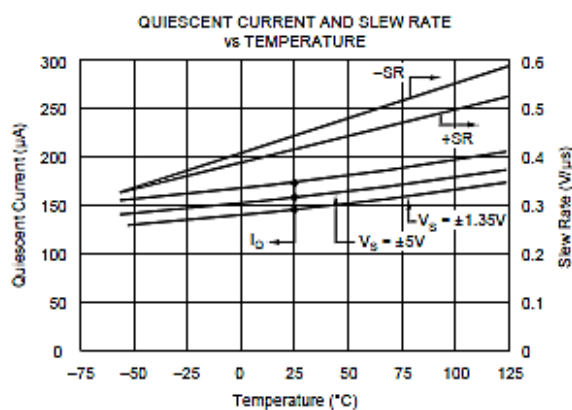
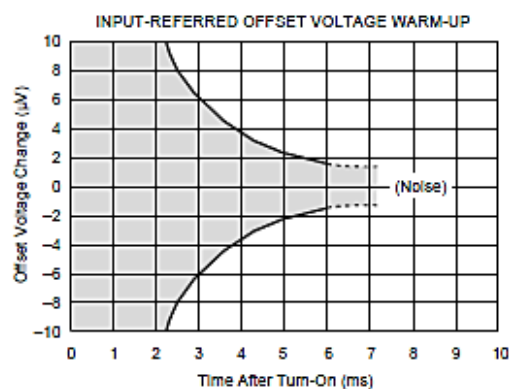
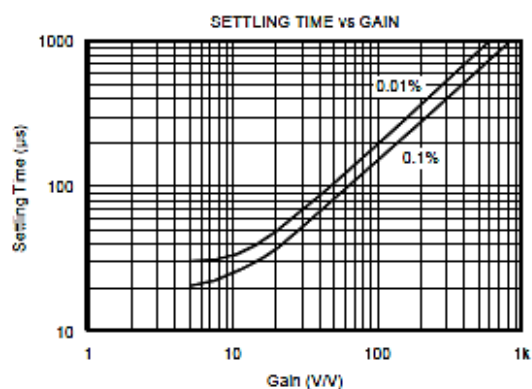
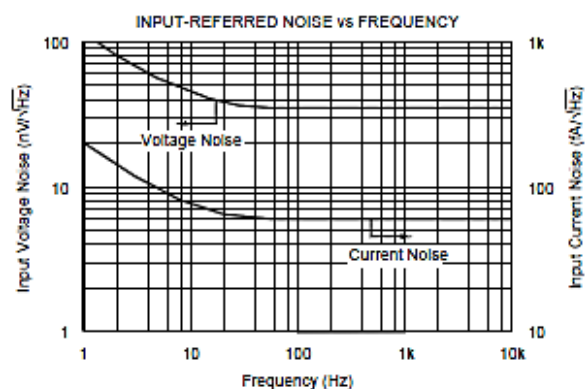
At  $T_A = +25^\circ\text{C}$  and  $V_S = \pm 15\text{V}$ , unless otherwise noted.



INA126, INA2126

## TYPICAL PERFORMANCE CURVES (CONT)

At  $T_A = +25^\circ\text{C}$  and  $V_S = \pm 15\text{V}$ , unless otherwise noted.

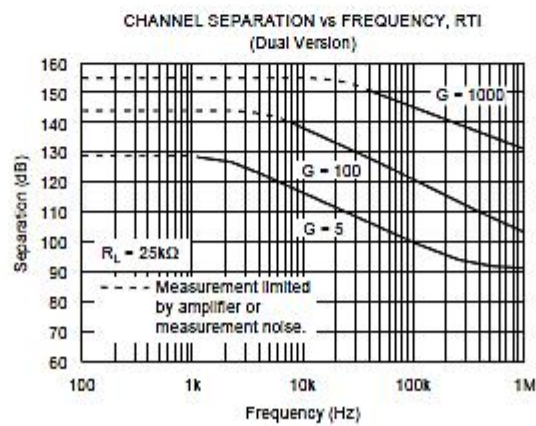
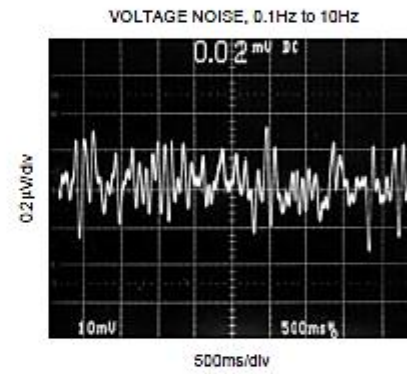
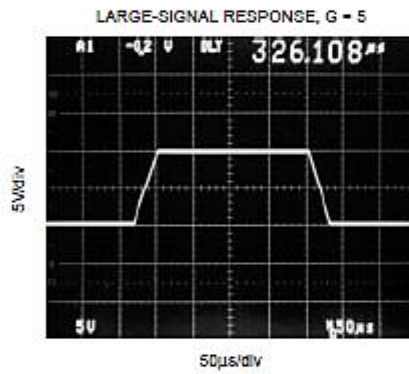
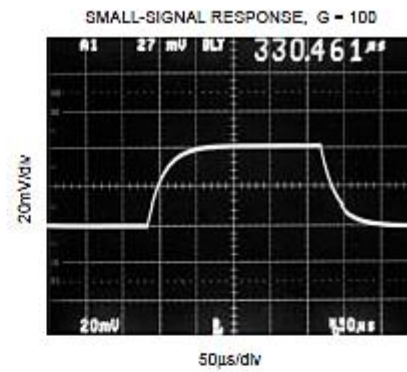
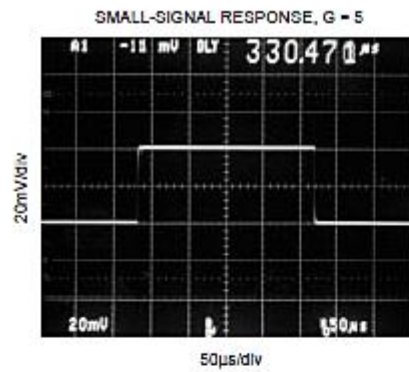


INA126, INA2126



## TYPICAL PERFORMANCE CURVES (CONT)

At  $T_A = +25^\circ\text{C}$  and  $V_S = \pm 15\text{V}$ , unless otherwise noted.



INA126, INA2126

## APPLICATION INFORMATION

Figure 1 shows the basic connections required for operation of the INA126. Applications with noisy or high impedance power supplies may require decoupling capacitors close to the device pins as shown.

The output is referred to the output reference (Ref) terminal which is normally grounded. This must be a low-impedance connection to ensure good common-mode rejection. A resistance of  $8\Omega$  in series with the Ref pin will cause a typical device to degrade to approximately 80dB CMR.

Dual versions (INA2126) have feedback sense connections, Sense<sub>A</sub> and Sense<sub>B</sub>. These must be connected to their respective output terminals for proper operation. The sense connection can be used to sense the output voltage directly at the load for best accuracy.

### SETTING THE GAIN

Gain is set by connecting an external resistor,  $R_G$ , as shown:

$$G = 5 + \frac{80k\Omega}{R_G} \quad (1)$$

Commonly used gains and  $R_G$  resistor values are shown in Figure 1.

The  $80k\Omega$  term in equation 1 comes from the internal metal film resistors which are laser trimmed to accurate absolute values. The accuracy and temperature coefficient of these resistors are included in the gain accuracy and drift specifications.

The stability and temperature drift of the external gain setting resistor,  $R_G$ , also affects gain.  $R_G$ 's contribution to gain accuracy and drift can be directly inferred from the gain

equation (1). Low resistor values required for high gain can make wiring resistance important. Sockets add to the wiring resistance, which will contribute additional gain error in gains of approximately 100 or greater.

### OFFSET TRIMMING

The INA126 and INA2126 are laser trimmed for low offset voltage and offset voltage drift. Most applications require no external offset adjustment. Figure 2 shows an optional circuit for trimming the output offset voltage. The voltage applied to the Ref terminal is added to the output signal. An op amp buffer is used to provide low impedance at the Ref terminal to preserve good common-mode rejection.

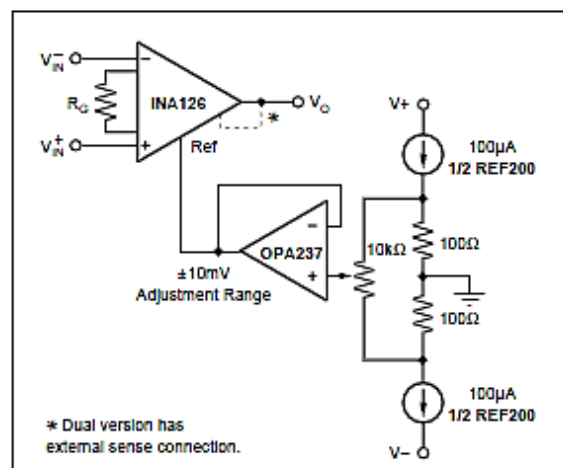


FIGURE 2. Optional Trimming of Output Offset Voltage.

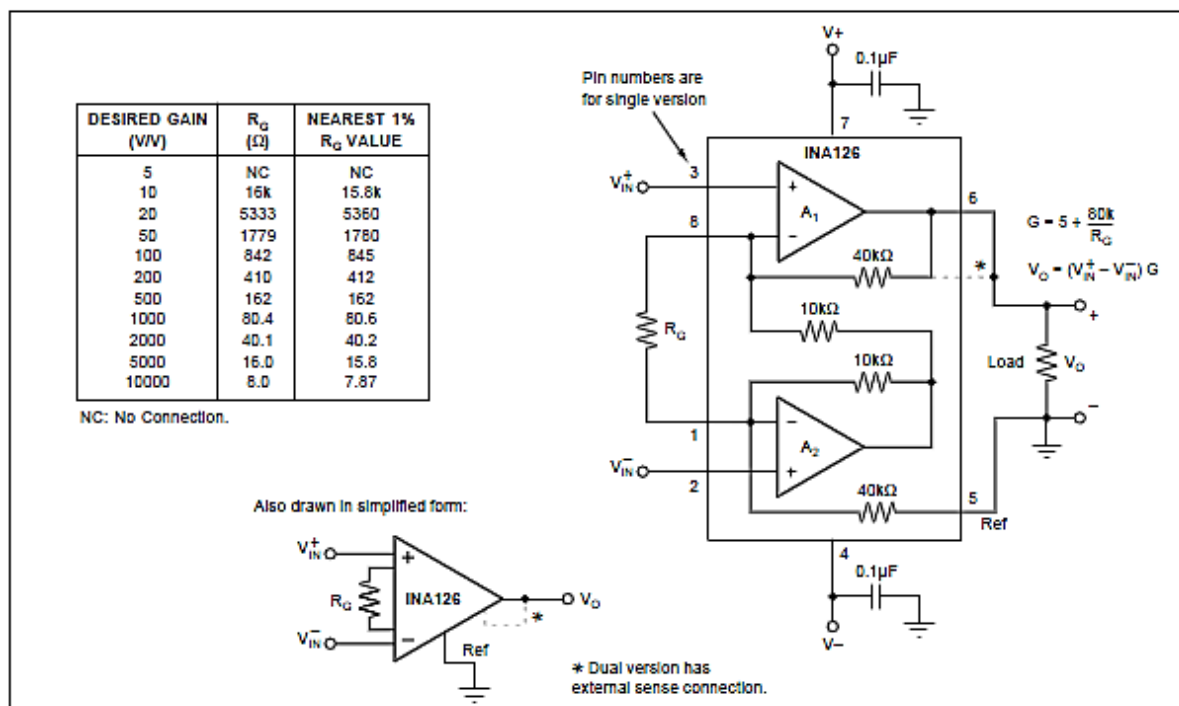


FIGURE 1. Basic Connections.

INA126, INA2126





### INPUT BIAS CURRENT RETURN

The input impedance of the INA126/2126 is extremely high—approximately  $10^9\Omega$ . However, a path must be provided for the input bias current of both inputs. This input bias current is typically  $-10\text{nA}$  (current flows out of the input terminals). High input impedance means that this input bias current changes very little with varying input voltage.

Input circuitry must provide a path for this input bias current for proper operation. Figure 3 shows various provisions for an input bias current path. Without a bias current path, the inputs will float to a potential which exceeds the common-mode range and the input amplifiers will saturate.

If the differential source resistance is low, the bias current return path can be connected to one input (see the thermocouple example in Figure 3). With higher source impedance, using two equal resistors provides a balanced input with advantages of lower input offset voltage due to bias current and better high-frequency common-mode rejection.

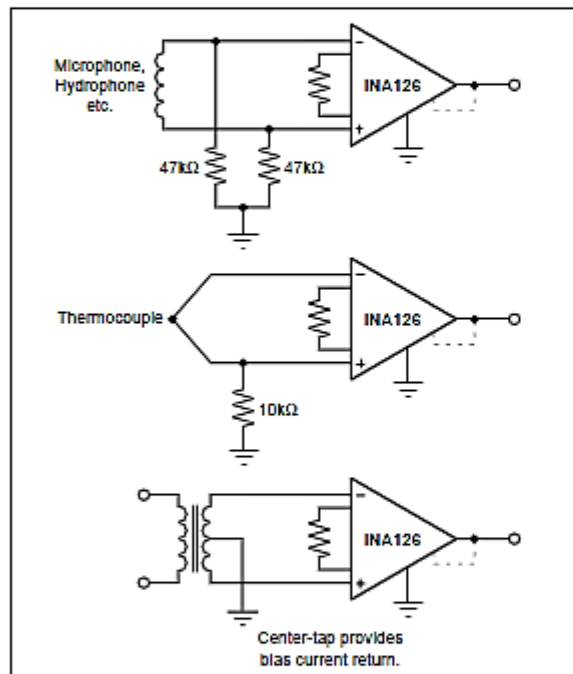


FIGURE 3. Providing an Input Common-Mode Current Path.

### INPUT COMMON-MODE RANGE

The input common-mode range of the INA126/2126 is shown in typical performance curves. The common-mode range is limited on the negative side by the output voltage swing of  $A_2$ , an internal circuit node that cannot be measured on an external pin. The output voltage of  $A_2$  can be expressed as:

$$V_{O2} = 1.25 V_{IN} - (V_{IN}^+ - V_{IN}^-) (10\text{k}\Omega/R_G) \quad (2)$$

(Voltages referred to Ref terminal, pin 5)

The internal op amp  $A_2$  is identical to  $A_1$  and its output swing is limited to typically  $0.7\text{V}$  from the supply rails. When the input common-mode range is exceeded ( $A_2$ 's output is saturated),  $A_1$  can still be in linear operation and respond to changes in the non-inverting input voltage. The output voltage, however, will be invalid.

### LOW VOLTAGE OPERATION

The INA126/2126 can be operated on power supplies as low as  $\pm 1.35\text{V}$ . Performance remains excellent with power supplies ranging from  $\pm 1.35\text{V}$  to  $\pm 18\text{V}$ . Most parameters vary only slightly throughout this supply voltage range—see typical performance curves. Operation at very low supply voltage requires careful attention to ensure that the common-mode voltage remains within its linear range. See "Input Common-Mode Voltage Range."

The INA126/2126 can be operated from a single power supply with careful attention to input common-mode range, output voltage swing of both op amps and the voltage applied to the Ref terminal. Figure 4 shows a bridge amplifier circuit operated from a single  $+5\text{V}$  power supply. The bridge provides an input common-mode voltage near  $2.5\text{V}$ , with a relatively small differential voltage.

### INPUT PROTECTION

The inputs are protected with internal diodes connected to the power supply rails. These diodes will clamp the applied signal to prevent it from exceeding the power supplies by more than approximately  $0.7\text{V}$ . If the signal source voltage can exceed the power supplies, the source current should be limited to less than  $10\text{mA}$ . This can generally be done with a series resistor. Some signal sources are inherently current-limited and do not require limiting resistors.

### CHANNEL CROSSTALK—DUAL VERSION

The two channels of the INA2126 are completely independent, including all bias circuitry. At DC and low frequency there is virtually no signal coupling between channels. Crosstalk increases with frequency and is dependent on circuit gain, source impedance and signal characteristics.

As source impedance increases, careful circuit layout will help achieve lowest channel crosstalk. Most crosstalk is produced by capacitive coupling of signals from one channel to the input section of the other channel. To minimize coupling, separate the input traces as far as practical from any signals associated with the opposite channel. A grounded guard trace surrounding the inputs helps reduce stray coupling between channels. Carefully balance the stray capacitance of each input to ground, and run the differential inputs of each channel parallel to each other, or directly adjacent on top and bottom side of a circuit board. Stray coupling then tends to produce a common-mode signal that is rejected by the IA's input.



INA126, INA2126

